Р. РИХТЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

2

ОНТИ
НКТП СССР.
1936

ELEKTRISCHE MASCHINEN

von

Dr.-Ing. Rudolf Richter

Zweiter Band

SYNCHRONMASCHINEN und EINANKERUMFORMER

Mit Beiträgen von Dr-Ing. Robert Brüderlink

Р. РИХТЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

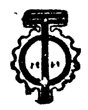
Том второй

СИНХРОННЫЕ МАШИНЫ
и
ОДНОЯКОРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Перевод с немецкого под редакцией проф. Ю. С. Чечета

Допущено Гуузом НКТП СССР в качестве учебного пособия для энергетических втузов

9 руб. Пер. 1 р. 50 к.



ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НКТП СССР
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
ЛЕНИНГРАД 1936 МОСКВА

ЭЭ—20—5—2
ТКК № 61

Том II труда Рихтера состоит из трех частей. В первой части подробно изложены основные понятия, служащие для описания и характеристики явлений переменного тока в машинах. Во второй части изучается синхронная машина в ее современных разновидностях и изложены наиболее важные и специфические явления в эксплоатации синхронных машин. В третьей части автор рассматривает одноякорные преобразователи, подробно анализируя важнейшие явления и свойства этих машин.

И в первой, и во второй части уделено большое внимание методам экспериментального испытания машин и указана методика проектирования их.

Книга рассчитана на студентов энергетических втузов и на инженеров.

Ответ. редактор *М. И. Заморзаев*. Технич. редактор *Л. А. Воронецкая*.
Сдана в набор 27/VI 1936 г. Подписана к печати 25/VIII 1936 г.
Формат 62×94¹/₁₆. Изд. № 274. Бум. листов 21¹/₂. Тип. зн. в 1 бум. л. 106.624.
Ленгорлит № 20221. Тираж 7000. Уч.-авт. л. 50,45. Заказ № 3657.

2-я типография ОНТИ им. Евг. Соколовой. Ленинград, пр. Красных Командиров, 29.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРА.

В предисловии к первому тому высказано было намерение рассмотреть во втором томе все машины переменного тока и трансформаторы. Осуществить это не удалось вследствие обилия материала. Настоящий второй том посвящен только синхронным машинам и одноякорным преобразователям. Асинхронным же машинам и трансформаторам придется посвятить третий том [P 1].[1]

Работа над этим томом длилась ряд лет. Многие исследования, впервые для него предпринятые, были тем временем проведены и опубликованы другими авторами. Поскольку такие печатные труды стали мне известны, но уже не могли быть указаны в тексте, они вошли в литературный указатель.

Группировка и трактовка материала согласованы с первым томом. Как и там, расчет механических усилий здесь подробно не изложен. Это не должно, однако, означать, что автор придает ему второстепенное значение. Наоборот, применительно к самым крупным турбогенераторам и машинам для гидроэлектрических станций соображения, связанные с механической прочностью, с практической возможностью изготовления отливок, а также с транспортом, оказывают на проектирование весьма значительное влияние.

Особая глава (I) посвящена комплексному анализу колебаний, который часто сокращает изложение сложных процессов в машинах переменного тока и придает ему бóльшую наглядность, чем другие методы вычисления. В настоящем томе комплексный анализ колебаний применен к исследованию эксплоатационных свойств синхронной машины (II F), уравнительных процессов при внезапном коротком замыкании (II G) и явлений качания у синхронных машин (II H). В основу этих глав положена статья, которую предоставил в мое распоряжение профессор Брюдерлинк (Brüderlink). Она представляет собою конспект лекций, читаемых им в Высшем техническом училище в Карлсруэ, и была переработана в соответствии с прочими отделами книги.

Рудольф Рихтер.

[1] Как и в первом томе, примечания редактора русского перевода вынесены в конец книги. Ссылки на них обозначены в квадратных скобках буквой *P* с цифрой.

Ссылки на литературные источники, перечисленные в конце книги, также обозначены в квадратных скобках — буквой *Л* с цифрой. — *Прим. перев.*

I. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, СЛУЖАЩИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА В МАШИНАХ.

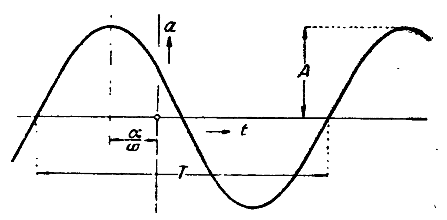
1. Комплексный анализ.

а. Основы комплексного анализа колебаний. В технике переменных токов преимущественно приходится иметь дело с такими электрическими и магнитными величинами, которые изменяются во времени по периодическому закону. С большим или меньшим приближением, если не говорить о случаях исключительных, этот закон всегда является законом синуса. Если выразить такую, синусоидально изменяющуюся во времени величину, процесс изменения которой часто называют также гармоническим колебанием, формулой:

$$a = A\cos(\omega t + \alpha), \tag{2a}$$

то a означает ее мгновенное значение, A — ее максимальное значение или амплитуду, $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$ — круговую частоту, t — время и α — угол сдвига фаз. Значение этих величин пояснено на фиг. 1.

В подавляющем большинстве случаев эти колеблющиеся величины, взаимодействие которых нам предстоит определить, имеют одну и ту же частоту f. Если это не имеет места, то все же во многих случаях, например, когда речь идет о статорных и роторных токах асинхронной машины, можно на основании особых зависимостей свести задачу к этой первой предпосылке.



Фиг. 1. Пояснения к уравнению (2а).

Рассматривая одни лишь колебания одинаковой частоты, мы можем установить для них простые правила вычисления. Чтобы придать уравнениям по возможности сжатый и все же однозначный вид, пользуются комплексным анализом, при котором для необходимых выкладок применяются особые сокращения (символы). Отсюда происходит не слишком выразительное название „символический метод". Отметим тут же, что этот метод применим не только к электрическим, но и ко всякого рода синусоидальным во времени колебаниям. Например, мы воспользуемся им также при исследовании параллельной работы синхронных машин для вычисления механических колебаний роторов. Одним из первых, кто пользовался этим методом, был Кирхгоф, а Штейнмец применил его к решению задач переменного тока в технике сильных токов [Л 1, 2 и 3].

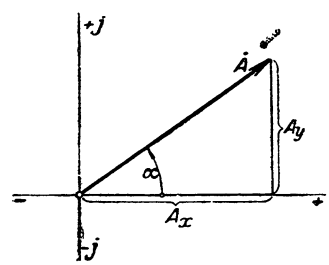
Чтобы правильно понять сущность этого анализа колебаний, необходимо сперва несколько отвлечься в сторону и начать с относящегося к теории функций понятия комплексной плоскости [Л4]. В этой плоскости проводят две оси, перпендикулярные друг к другу: ось — x-ов, на которой откладываются вещественные числа, и ось y-ов, на которой откладываются мнимые числа. Комплексное число изображается точкою или лучом (вектором), проведенным из начала координат до этой точки. Положение его известно, когда либо заданы его вещественная составляющая A_x и его мнимая составляющая A_y, либо его величина A и угол α — между вектором и вещественною осью (фиг. 2). Чтобы охарактеризовать вектор, как таковой, мы будем над обозначающей его величиною помещать точку. По принятому для комплексных величин правилу начертания

$$\dot{A} = A_x + jA_y = A(\cos\alpha + j\sin\alpha) = A\varepsilon^{j\alpha}. \qquad (1)$$

Здесь j обозначает мнимую единицу, а ε основание натуральных логарифмов:

$$j = \sqrt{-1}, \quad \varepsilon = 2{,}718\ldots \qquad (1a \text{ и } b)$$

Величина вектора определяется из его составляющих по формуле:



Фиг. 2. Изображение вектора A в комплексной плоскости.

$$A = \sqrt{A_x^2 + A_y^2}, \qquad (1c)$$

а угол сдвига фаз, образуемый вектором с положительной вещественной осью, по формуле:

$$\alpha = \operatorname{arctg}\frac{A_y}{A_x} \qquad (1d)$$

b. Временный вектор и его математическая трактовка. Пусть мы имеем синусоидальное колебание:

$$a = A\cos(\omega t + \alpha). \qquad (2a)$$

В комплексной плоскости мы можем охарактеризовать это колебание вектором

$$\dot{A} = A[\cos(\omega t + \alpha) + j\sin(\omega t + \alpha)] = A\varepsilon^{j(\omega t + \alpha)}, \qquad (2b)$$

который вращается с постоянной угловой скоростью ω в математически положительном направлении, то-есть против часовой стрелки, все время сохраняя свою величину. Такую величину мы называем **временным вектором**. Если мы в дальнейшем будем, ради краткости, употреблять вместо этого термина просто выражение вектор, то эти величины надо все же отличать от физических векторов, хотя действия над теми и другими до известной степени сходны между собою (ср. т. I, 1 A7, последний абзац) [P2].

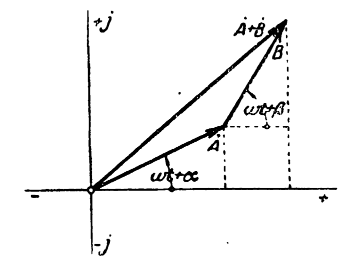
При рассмотрении уравнений (2a) и (2b) мы видим, что в каждый момент мгновенное значение a колеблющейся величины равно веще-

ственной части вектора A или равно проекции временного вектора на вещественную ось. [1] Можно это соотношение выразить следующим уравнением:

$$a = \Re(\dot{A}) = \Re\ (A\varepsilon^{j(\omega t + \alpha)}). \tag{2c}$$

Важно констатировать, что для каждого заданного колебания существует только один временной вектор, удовлетворяющий определению (2b). По этой причине **каждое синусоидальное колебание определенно однозначно и полностью, — если указан его временной вектор.**

Чтобы получить мгновенное значение колебания, можно также изображенный для определенного момента временной вектор представить себе неподвижным, а вещественную ось — вращающейся в направлении часовой стрелки с угловой скоростью ω. Так возникает понятие **линии времени** (т. I. IA7).



Фиг. 3. Сложение двух временных векторов.

Складывая два колебания одинаковой частоты, мы получаем колебание той же частоты. Чтобы получить мгновенное значение результирующего колебания для определенного момента, проще всего геометрически сложить временные векторы отдельных колебаний и измерить проекцию их суммы на вещественную ось. Пусть мы имеем колебания

$$a = A\cos(\omega t + \alpha), \quad b = B\cos(\omega t + \beta) \tag{3a и b}$$

(фиг. 3); их векторы

$$\dot{A} = A\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)} = A_x + jA_y, \quad \dot{B} = B\varepsilon^{j(\omega t+\beta)} = B_x + jB_y \tag{4a и b}$$

Геометрическая сумма векторов равна

$$\dot{A} + \dot{B} = (A_x + B_x) + j(A_y + B_y). \tag{5'}$$

Отсюда непосредственно явствует правильность соотношения

$$a + b = \Re(\dot{A}) + \Re(\dot{B}) = \Re(\dot{A} + \dot{B}). \tag{5}$$

Последнее уравнение означает, что вектор результирующего колебания равен сумме векторов отдельных колебаний.

Пусть далее нам дан ряд колебаний одинаковой частоты, у которых сумма мгновенных значений в каждый момент равна нулю, так что

$$A\cos(\omega t + \alpha) + B\cos(\omega t + \beta) + C\cos(\omega t + \gamma) + \ldots = 0 \tag{6a}$$

или короче

$$\Re(\dot{A}) + \Re(\dot{B}) + \Re(\dot{C}) + \ldots = 0. \tag{6b}$$

[1] В I томе проекция производилась на ось y-ов, так как уравнение колебания мы писали в виде: $a = A\sin(x + \alpha)$.

Колебания эти могут, например, совершать те токи, которые сходятся в общей узловой точке. Из урав. (6a) посредством диференцирования и умножения на $-\frac{j}{\omega}$, мы получаем соотношение

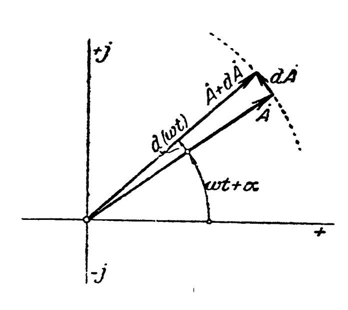
$$jA\sin(\omega t+\alpha)+jB\sin(\omega t+\beta)+jC\sin(\omega t+\gamma)+\ldots=0 \qquad (7)$$

Сложив урав. (6a) и (7), мы получаем

$$A\,[\cos(\omega t+\alpha)+j\sin(\omega t+\alpha)]+B\,[\cos(\omega t+\beta)+j\sin(\omega t+\beta)]+$$
$$+C\,[\cos(\omega t+\gamma)+j\sin(\omega t+\gamma)]+\ldots=0 \qquad (7a)$$

или

$$\dot{A}+\dot{B}+\dot{C}+\ \ldots\ =0. \qquad (7b)$$



Фиг. 4. Диференцирование временного вектора.

Сопоставление урав. (7b) и (6b) приводит нас к тому важному выводу, что они взаимно обусловлены, так что во всех уравнениях того же вида, как (6b), символ $\Re e$ можно рассматривать, как постоянный коэфициент, в том смысле, что уравнение можно просто сократить на этот коэфициент.

Соответствующее уравнению (5) соотношение действительно также для диференцирования и интегрирования временных векторов. Пусть мы имеем колебание

$$a=A\cos(\omega t+\alpha),\qquad \dot{A}=A\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)}; \qquad (8a\ и\ b)$$

в таком случае (фиг. 4)

$$\frac{da}{dt}=-\omega A\sin(\omega t+\alpha), \qquad (9a)$$

$$\frac{d\dot{A}}{dt}=j\omega A\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)}=-\omega A\,[\sin(\omega t+\alpha)-j\cos(\omega t+\alpha)]. \qquad (9b)$$

Отсюда следует

$$\frac{d}{dt}\Re e(\dot{A})=\Re e\left(\frac{d\dot{A}}{dt}\right). \qquad (9)$$

Таким образом производная колебания по времени равна вещественной части производной временного вектора по времени.

Подобным же образом посредством интегрирования мы получаем

$$\int a\,dt=\frac{1}{\omega}A\sin(\omega t+\alpha)+C, \qquad (10a)$$

$$\int \dot{A}\,dt=\frac{1}{j\omega}A\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)}+C=$$
$$=\frac{1}{\omega}A\,[\sin(\omega t+\alpha)-j\cos(\omega t+\alpha)]+C, \qquad (10b)$$

$$\int \Re e(\dot{A})\,dt=\Re e\left(\int \dot{A}\,dt\right). \qquad (10)$$

Иначе обстоит дело с **умножением** и **делением**. Если мы перемножим по правилам комплексных чисел оба вектора:

$$\dot{A} = A\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)} \text{ и } \dot{B} = B\varepsilon^{j(\omega t+\beta)}, \quad \text{(11a и b)}$$

то получим выражение

$$\dot{A}\dot{B} = AB\varepsilon^{j(2\omega t+\alpha+\beta)}, \quad (11)$$

определяющее вектор, который вращается с удвоенной круговой частотой и, следовательно, не может быть помещен в общей плоскости с другими векторами, круговая частота которых равна ω.

Если же мы умножим вектор $\dot{A}$ [уравн. (11a)] на постоянную комплексную величину

$$\dot{C} = C\varepsilon^{j\gamma}, \quad (11c)$$

то произведение

$$\dot{A}\dot{C} = AC\varepsilon^{j(\omega t+\alpha+\gamma)} \quad (11')$$

выражает вектор снова той же частоты. Колебание $\dot{A}\dot{C}$ опережает колебание $\dot{A}$ на время γ/ω и его амплитуда в C раз больше.

Весьма часто встречается комплексная величина вида

$$\varepsilon^{j\gamma} = \cos\gamma + j\sin\gamma. \quad (11d)$$

При умножении на нее она поворачивает вектор или комплексную величину вперед на угол γ (в положительном направлении углов), не изменяя ее значения.

При делении мы тоже должны принимать в соображение, является ли делитель вектором или комплексной величиной.

Написав отношение векторов $\dot{A}$ и $\dot{B}$ [урав. (11a) и (11b)], мы получаем

$$\frac{\dot{A}}{\dot{B}} = \frac{A\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)}}{B\varepsilon^{j(\omega t+\beta)}} = \frac{A}{B}\varepsilon^{j(\alpha-\beta)}, \quad (12)$$

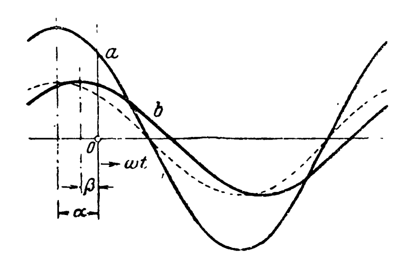
т. е., вообще говоря, комплексную величину, не зависящую от времени. Наоборот, отношение мгновенных значений тех же векторов a и b (см. фиг. 5) в каждый момент времени имеет различную величину. Деление мгновенных значений имеет смысл лишь после того, как одно колебание (например b) передвинуто во времени так, что совпадает по фазе с другим (на фиг. 5 пунктирная линия). По этой причине частное от деления одного синусоидального колебания на другое должно, вообще говоря, быть комплексной величиной. Если мы обозначим, например, через $\dot{A}$ некоторое напряжение, через $\dot{B}$ — некоторый ток, то частное $\dot{A}/\dot{B}$ выражает оператор сопротивления.

С другой стороны, если мы разделим $\dot{A}$ на комплексную величину $\dot{C} = C\varepsilon^{j\gamma}$, то получим

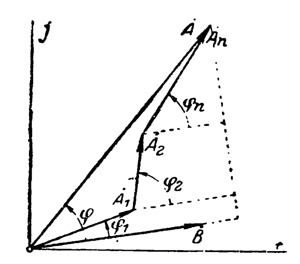
$$\frac{\dot{A}}{\dot{C}} = \frac{A\varepsilon^{j(\omega t + \alpha)}}{C\varepsilon^{j\gamma}} = \frac{A}{C}\,\varepsilon^{j(\omega t + \alpha + \gamma)}, \qquad (12')$$

т. е. вектор той же круговой частоты, но другой величины, другой фазы, а также другой размерности, поскольку комплексная величина имеет определенную размерность.

В заключение этого параграфа мы введем еще два понятия, для которых заимствуем названия из векторного анализа. Пусть мы имеем два вектора $\dot{A}$ и $\dot{B}$ одинаковой круговой частоты. Вещественное выра-



Фиг. 5. К понятию отношения двух векторов.



Фиг. 6. Пояснение понятий внутреннего и внешнего произведения двух векторов.

жение $AB\cos\varphi$, где φ обозначает угол между $\dot{A}$ и $\dot{B}$, мы будем называть **внутренним произведением**, а $AB\sin\varphi$ — **внешним произведением** векторов $\dot{A}$ и $\dot{B}$. Пусть далее (фиг. 6)

$$\dot{A} = \dot{A}_1 + \dot{A}_2 + \ldots + \dot{A}_n. \qquad (13)$$

В качестве внутреннего произведения $\dot{A}$ и $\dot{B}$ мы получаем, как это видно из чертежа,

$$AB\cos\varphi = A_1B\cos\varphi_1 + A_2B\cos\varphi_2 + \ldots + A_nB\cos\varphi_n \qquad (13a)$$

и подобным же образом, в качестве внешнего произведения

$$AB\sin\varphi = A_1B\sin\varphi_1 + A_2B\sin\varphi_2 + \ldots + A_nB\sin\varphi_n. \qquad (13b)$$

Если в каком-нибудь контуре тока $\dot{A}$ означает, например, действующее значение напряжения на зажимах, $\dot{A}_1$, $\dot{A}_2 \ldots \dot{A}_n$ действующие значения отдельных ЭДС, а $\dot{B}$ — действующее значение тока, то внутреннее произведение величин $\dot{A}$ и $\dot{B}$ дает нам **баланс активных мощностей** [урав. (13a)], а внешнее их произведение — **баланс реактивных мощностей** [уравн. (13b)].

c. Решение линейных диференциальных уравнений. Рассмотрим линейное диференциальное уравнение второго порядка с постоянными вещественными коэфициентами, правая часть (свободный член) которого представляет собою синусоидальную функцию от времени с круговой частотою ω. С помощью такого диференциального уравнения можно в большинстве случаев описать процессы, происходящие в электрических контурах тока. Это уравнение имеет вид:

$$M\frac{d^2y}{dt^2}+N\frac{dy}{dt}+Oy=P\cos\omega t. \tag{14}$$

Общее решение этого уравнения слагается из вынужденного колебания и свободного колебания.

Сперва рассмотрим в ы н у ж д е н н о е к о л е б а н и е. Так как мы знаем из математики, что решение приводит нас к синусоидальной функции от времени с круговой частотой ω, то естественна мысль тут же перейти к принятым в комплексном анализе способам начертания. Мы полагаем

$$y=\Re e\,(Y\varepsilon^{j(\omega t+\varphi)})=\Re e\,(\dot{Y}) \tag{14a}$$

$$P\cos\omega t=\Re e\,(P\varepsilon^{j\omega t})=\Re e\,(\dot{P}). \tag{14b}$$

Подставляя и принимая во внимание изложенные выше правила, получим выражение

$$\Re e\,(-\omega^2M\dot{Y})+\Re e\,(j\omega N\dot{Y})+\Re e\,(O\dot{Y})=\Re e\,(\dot{P}) \tag{15a}$$

и из

$$-\omega^2M\dot{Y}+j\omega N\dot{Y}+O\dot{Y}=\dot{P} \tag{15b}$$

непосредственно получается вектор вынужденного колебания

$$\dot{Y}=\frac{\dot{P}}{-\omega^2M+j\omega N+O}. \tag{15}$$

Однако и для получения второй части общего интеграла, для определения с в о б о д н о г о к о л е б а н и я, можно, как мы увидим, воспользоваться комплексным методом, хотя этот интеграл, вообще говоря, уже не представляет собою обыкновенного периодического синусоидального колебания. Согласно учению о диференциальных уравнениях, мы получаем свободное колебание, приравняв нулю правую часть урав. (14). В виде решения получается выражение вида

$$y=Y\varepsilon^{-\rho t}\cos(\nu t+\alpha), \tag{16a}$$

причем ρ и ν суть постоянные, которые получаются из диференциального уравнения, между тем как постоянные интегрирования Y и α должны быть определены по предельному условию данного особого случая. Такое з а т у х а ю щ е е синусоидальное колебание мы тоже можем удобно выразить через временной вектор, написав

$$y=\varepsilon^{-\rho t}\,\Re e\,(Y\varepsilon^{j(\nu t+\alpha)})=\Re e\,(Y\varepsilon^{j(\dot{\mu} t+\alpha)}), \tag{16b}$$

где

$$j\dot{\mu} = -\rho + j\nu. \tag{16c}$$

При этом выражение

$$\dot{\mu} = j\rho + \nu \tag{16d}$$

имеет значение комплексной круговой частоты. Таковая частота соответствует, поэтому, затухающему синусоидальному колебанию.

Таким образом, приравнивая нулю правую часть урав. (14) и полагая

$$y = \Re e\,(Y\varepsilon^{j(\dot{\mu}t+\alpha)}) = \Re e\,(\dot{Y}), \tag{17a}$$

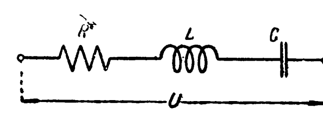
получаем

$$-\dot{\mu}^2 M\dot{Y} + j\dot{\mu}N\dot{Y} + O\dot{Y} = 0, \tag{17b}$$

а отсюда — круговая частота свободных колебаний:

$$\dot{\mu} = \frac{-jN \pm \sqrt{-N^2 + 4MO}}{-2M}. \tag{17}$$

d. Применение комплексного анализа к электрическому контуру тока. Исследуем в отношении вынужденных и свободных колебаний тока представленное на фиг. 7 последовательное соединение активного сопротивления R, индуктивности L и емкости C, на зажимах которого действует синусоидальное напряжение U.



Фиг. 7. Сопротивление R, индуктивность L и емкость C в последовательном соединении.

Найдем сперва вынужденное колебание или решение для установившегося состояния.

Диференциальное уравнение гласит

$$-Ri - L\frac{di}{dt} - \frac{1}{C}\int idt = U\cos\omega t. \tag{18}$$

Полагая

$$i = \Re e\,(\dot{I}) = \Re e\,(I\varepsilon^{j\omega t}), \quad U\cos\omega t = \Re e\,(\dot{U}) \tag{19a и b}$$

путем подстановки получаем

$$-R\dot{I} - j\omega L\dot{I} + \frac{j}{\omega C}\dot{I} = \dot{U}, \tag{19c}$$

а отсюда

$$\dot{I} = -\frac{\dot{U}}{R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}. \tag{19}$$

Урав. (19) выражает формально расширенный закон Ома, в котором вместо омического сопротивления фигурирует кажущееся или полное сопротивление

$$\dot{Z} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = Z\varepsilon^{j\varphi}, \tag{20}$$

причем

$$Z=\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2} \qquad (20a)$$

и

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{\omega L-\frac{1}{\omega C}}{R}. \qquad (20b)$$

Чтобы определить свободные колебания контура, совершенно не зависящие от извне приложенного напряжения, мы в соответствии с урав. (16b) полагаем

$$i=\Re e\left(I\varepsilon^{j(\dot{\mu}t+\alpha)}\right)=\varepsilon^{-\rho t}\,\Re e\left(I\varepsilon^{j(\nu t+\alpha)}\right) \qquad (21a)$$

и путем подстановки в урав. (18), положив $U\cos\omega t=0$ и сократив на $I\varepsilon^{j(\dot{\mu}t+\alpha)}$, получаем

$$-R-j\dot{\mu}L+\frac{j}{\dot{\mu}C}=0, \qquad (21b)$$

откуда

$$\dot{\mu}=j\frac{R}{2L}\pm\sqrt{\frac{1}{LC}-\left(\frac{R}{2L}\right)^2}. \qquad (21)$$

Из урав. (16d) следует тогда, что если корень веществен, т. е. если

$$\frac{1}{LC}>\left(\frac{R}{2L}\right)^2:\quad \rho=\frac{R}{2L},\quad \nu=\pm\sqrt{\frac{1}{LC}-\left(\frac{R}{2L}\right)^2} \qquad (22a\ и\ b)$$

(затухающее синусоидальное колебание), а если корень мним, т. е. если

$$\frac{1}{LC}<\left(\frac{R}{2L}\right)^2:\quad \rho=\frac{R}{2L}\pm\sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2-\frac{1}{LC}},\quad \nu=0 \qquad (23a\ и\ b)$$

(апериодическое колебание). Соответственно двойному знаку перед корнем в последнем случае имеются два отличных друг от друга свободных колебания, между тем как в первом случае знак перед корнем не имеет особого значения. Если подкоренное выражение случайно равно нулю, то диференциальное уравнение, помимо колебания с круговой частотою $\dot{\mu}=j\frac{R}{2L}$, имеет в виде исключения еще и другое решение вида $i=tA\varepsilon^{-\frac{R}{2L}t}$, не вытекающее из комплексного выражения, которым мы задались для решения.

Изменение i имеет тогда характер, сходный с жирно вычерченной кривой на фиг. 8b [Л 1, § 86].

Если мы в уравн. (19) обозначим через U максимальное значение напряжения, то и I означает максимальное значение тока. Но мы будем впредь под значением временных векторов напряжений и токов понимать действующее (эффективное) значение. При переходе к мгновенным значениям это надо иметь в виду и писать

$$u=\Re e\left(\sqrt{2}\,\dot{U}\right)=\Re e\left(\sqrt{2}\,U\varepsilon^{j(\omega t+\varphi)}\right) \qquad (24a)$$

или

$$i = \Re e(\sqrt{2}\, I) = \Re e(\sqrt{2}\, I \varepsilon^{j(\omega t + \psi)}). \qquad (24b)$$

Однако практически эта необходимость будет встречаться редко, ибо все, что надо знать относительно колебания, уже указывает его временной вектор.

Чтобы показать на простом примере, как следует определять постоянные интегрирования в момент включения, допустим согласно фиг. 8, что в момент $t = 0$ конденсатор C, заряженный батареей до напряжения U, начинает разряжаться через сопротивление R и индуктивность L вследствие переброски переключателя S.

Фиг. 8. Разряд конденсатора.

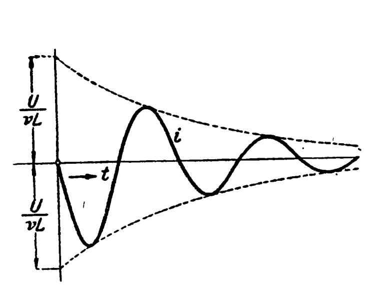
Допустим сперва, что разряд имеет к о л е б а т е л ь н ы й х а р а к т е р [см. урав. (22a) и (22b)]. Значения комплексной круговой частоты равны тогда по урав. (21)

$$j\dot{\mu}_1 = -\rho + j\nu \quad \text{и} \quad j\dot{\mu}_2 = -\rho - j\nu$$

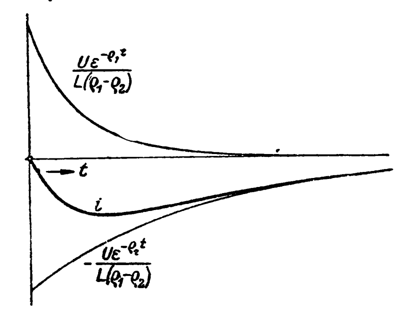
и мы получаем из урав. (21a) мгновенное значение i_f свободного тока, который здесь в то же время выражает общий ток i:

$$i = i_f = \Re e\,[A_1 \varepsilon^{-\rho t} \varepsilon^{j(\nu t + \alpha_1)} + A_2 \varepsilon^{-\rho t} \varepsilon^{j(-\nu t + \alpha_2)}] =$$

$$= A_1 \varepsilon^{-\rho t} \cos(\nu t + \alpha_1) + A_2 \varepsilon^{-\rho t} \cos(-\nu t + \alpha_2) = A \varepsilon^{-\rho t} \cos(\nu t + \alpha). \qquad (25)$$



Фиг. 8a. Колебательный разряд.



Фиг. 8b. Апериодический разряд.

Для определения постоянных A и α мы располагаем, с одной стороны, условием:

$$t = 0, \quad i = 0, \qquad (25a)$$

так что

$$\alpha = \frac{\pi}{2}, \qquad (26a)$$

с другой:

$$t = 0, \quad U = -L\frac{di}{dt}, \qquad (25b)$$

так что

$$A = \frac{U}{\nu L}; \qquad (26b)$$

таким образом мы получаем в результате (см. фиг. 8а)

$$i = -\frac{U}{\nu L} \varepsilon^{-\rho t} \sin \nu t. \tag{27}$$

Ток i получается с отрицательным знаком в те моменты, когда электрическая мощность из сети (сетью в данном случае является конденсатор) поступает в приемник (R, L).

Допустим теперь, что разряд происходит апериодически [см. урав. (23а) и (23b)]. Тогда мы имеем по урав. (21)

$$j\dot{\mu}_1 = -\rho_1 \quad \text{и} \quad j\dot{\mu}_2 = -\rho_2$$

и ток i по уравн. (21а) равен

$$i = \Re e\,[A_1{}' \varepsilon^{j(\dot{\mu}_1 t + \alpha_1)} + A_2{}' \varepsilon^{j(\dot{\mu}_2 t + \alpha_2)}] = A_1 \varepsilon^{-\rho_1 t} + A_2 \varepsilon^{-\rho_2 t}, \tag{28}$$

где для сокращения

$$A_1 = A'_1 \cos\alpha_1 \quad \text{и} \quad A_2 = A'_2 \cos\alpha_2. \tag{27а и b}$$

Из условия включения (25а) следует

$$A_1 + A_2 = 0, \tag{29a}$$

из условия (25b)

$$U = L(\rho_1 A_1 + \rho_2 A_2). \tag{29b}$$

Таким образом получается

$$i = \frac{U}{L(\rho_1 - \rho_2)} (\varepsilon^{-\rho_1 t} - \varepsilon^{-\rho_2 t}). \tag{30}$$

На фиг. 8b показан этот процесс.

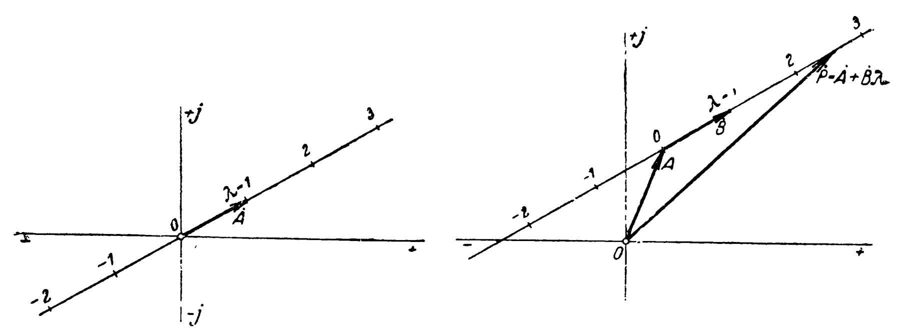
2. Кривые геометрических мест.

а. Способ Блоха. Весьма ценным средством для исследования эксплоатационных свойств машин переменного тока являются так называемые кривые геометрических мест. Под ними понимаются те кривые, по которым перемещается конец вектора какой-либо электрической величины машины, когда машина плавно проходит через все рабочие состояния, возможные при предписанных для ее работы условиях.

Представим себе, например, индукционный двигатель, с первичной стороны включенный на сеть с неизменным напряжением и неизменной частотой, причем его роторная обмотка замкнута на-коротко. При этих условиях работы двигатель проходит через все возможные рабочие состояния, когда число оборотов ротора в плавном чередовании проходит по всей шкале значений от $+\infty$ до $-\infty$. Если мы придадим вектору напряжения сети неподвижное положение в комплексной плоскости и будем откладывать вектор первичного тока для каждого рабочего состояния в его правильном положении относительно вектора напряжения, то

концевые точки этих лучей окажутся на замкнутой кривой, на кривой геометрического места первичного тока.

Уравнение этой кривой геометрического места можно, правда, выразить без применения комплексных величин в прямоугольных или полярных координатах. Прежде, действительно, в отдельных случаях так и поступали. Оказалось, однако, что этот способ сопряжен с излишними выкладками и страдает недостаточной наглядностью. Поэтому в настоящее время пользуются не слишком распространенным в математике, но для нашей цели особенно удобным методом вычисления, который стал общеизвестен в электротехнике впервые благодаря Блоху (Bloch) [Л 6], хотя уже и раньше некоторые авторы [Л 7] указывали на возможность аналогичной трактовки этой задачи. Вот почему этот метод обычно называют „способом Блоха".



Фиг. 9. Прямая, проведенная через начало координат.

Фиг. 10. Прямая в произвольном положении.

В дальнейшем установим по этому способу уравнения нескольких кривых, имеющих значение для наших целей.

b. Прямая. Пусть $\dot{P}$ означает переменный вектор, конец которого должен описать кривую геометрического места, $\dot{A}$ — постоянное комплексное число и λ — вещественный параметр, которому мы поочередно будем придавать все значения от $+\infty$ до $-\infty$. Если мы напишем

$$\dot{P} = \dot{A}\lambda, \tag{31}$$

то каждому значению λ соответствует определенный вектор $\dot{P}$ или, иными словами, определенная точка на плоскости. Все концевые точки $\dot{P}$ лежат, очевидно, на прямой, проходящей через начало координат и имеющей направление $\dot{A}$ (фиг. 9). Короче говоря, уравнение (31) является уравнением прямой, проходящей через начало координат. На чертеже цифры около точек указывают соответственные значения λ.

Таким образом выражение

$$\dot{P} = \dot{A} + \dot{B}\lambda \tag{32}$$

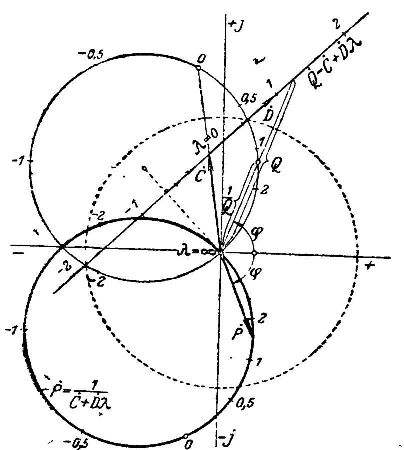
где $\dot{A}$ и $\dot{B}$ суть комплексные постоянные, очевидно является уравнением прямой, не проходящей через начало координат. Она представлена

на фиг. 10. Цифры опять-таки указывают соответственные значения параметра λ.

с. Окружность. Пусть нам дано уравнение

$$\dot{P} = \frac{1}{\dot{C} + \dot{D}\lambda}. \tag{33}$$

На фиг. 11 прежде всего начерчена прямая $\dot{Q} = \dot{C} + \dot{D}\lambda$. Если мы на каждом отдельном луче $\dot{Q}$ отложим расстояние $\frac{1}{Q}$ от нулевой точки, то все эти точки, как это вытекает из элементарных планиметрических зависимостей, лежат на окружности, проходящей через начало координат. Ее называют в геометрии окружностью, инверсною прямой $\dot{Q} = \dot{C} + \dot{D}\lambda$ по отношению к началу координат, как центру инверсии. Чтобы начертить ее, мы описываем вокруг начала круг радиусом, равным единице (на фиг. 11 он показан пунктиром). Обе точки пересечения его с прямою $\dot{C} + \dot{D}\lambda$ и начальная точка координат определяют собою тогда инверсную окружность.



Фиг. 11. Возникновение уравнения окружности, проходящей через начало координат.

Но окружность, инверсная прямой $\dot{C} + \dot{D}\lambda$, не тождественна кривой

$$\dot{P} = \frac{1}{\dot{C} + \dot{D}\lambda}.$$

Как это видно из соотношения

$$\frac{1}{\dot{Q}} = \frac{1}{Q\varepsilon^{j\varphi}} = \frac{1}{Q}\varepsilon^{-j\varphi} \tag{33a}$$

(см. фиг. 11), луч $\frac{1}{\dot{Q}}$ является зеркальным изображением $\dot{Q}$ по отношению к вещественной оси. Из этого следует, что только это зеркальное изображение окружности, инверсной прямой $\dot{C} + \dot{D}\lambda$, является геометрическим местом выраженного уравнением (33) вектора $\dot{P}$. На фиг. 11 цифры вдоль прямой и окружности указывают значения параметра λ.

Пусть далее

$$\dot{P} = \dot{E} + \frac{1}{\dot{C} + \dot{D}\lambda}. \tag{34a}$$

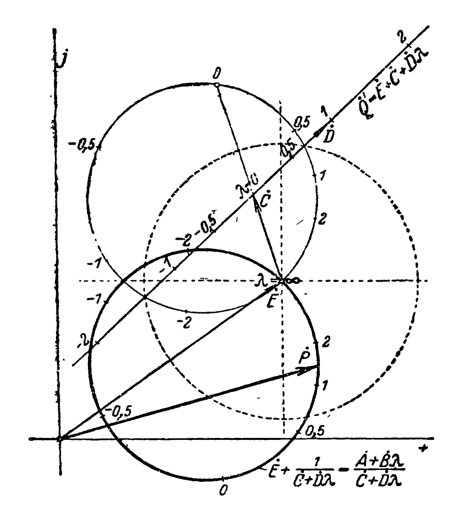
Эта кривая возникает из предыдущей посредством перемещения начала координат на $-\dot{E}$. Следовательно, это уравнение выражает в комплекс-

ной плоскости окружность в произвольном положении. Уравн. (34a) можно написать еще в другой форме:

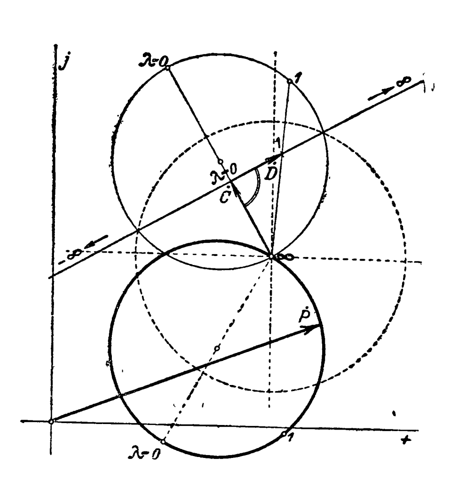
$$\dot{P}=\frac{(\dot{C}\dot{E}+1)+\dot{D}\dot{E}\lambda}{\dot{C}+\dot{D}\lambda}=\frac{\dot{A}+\dot{B}\lambda}{\dot{C}+\dot{D}\lambda}. \quad (34b)$$

При применении этого уравнения всегда играют важную роль особые точки:

$$\lambda=0:\dot{P}_0=\frac{\dot{A}}{\dot{C}},\quad \lambda=1:\dot{P}_1=\frac{\dot{A}+\dot{B}}{\dot{C}+\dot{D}},\quad \lambda=\infty:\dot{P}_\infty=\frac{\dot{B}}{\dot{D}}. \quad (35a—c)$$



Фиг. 12. Возникновение окружности в произвольном положении.



Фиг. 13. Особый случай $\dot{D}\perp\dot{C}$.

На фиг. 12 еще раз в виде сводки представлено, каким образом из прямой возникает окружность произвольного положения, выражаемая уравн. (34a) или (34b). В окончательной системе координат прямая определяется уравнением

$$\dot{Q}'=\dot{E}+\dot{C}+\dot{D}\lambda, \quad (34c)$$

где [по урав. (34b)].

$$\dot{E}=\frac{\dot{A}-1}{\dot{C}}=\frac{\dot{B}}{\dot{D}}. \quad (34d)$$

На фиг. 13 представлен еще тот, практически важный, особый случай, когда в уравн. (34b) комплексные постоянные $\dot{C}$ и $\dot{D}$ расположены **под прямым углом** друг к другу. Обе точки $P_0(\lambda=0)$ и $P_\infty(\lambda=\infty)$ лежат тогда на одном и том же диаметре.

В виду большого значения окружности произвольного положения, как кривой геометрического места, мы выведем еще несколько имеющих **общее значение соотношений**, которые в дальнейшем будут нам полезны.

Допустить, что окружность нам дана графически. Кроме того нам известны три особые точки ее $\lambda = 0$, $\lambda = 1$ и $\lambda = \infty$. Но уравнение ее не дано. Поставим перед собой задачу определения для любой точки окружности соответственного значения параметра.

Если допустим, что представленная на фиг. 14 окружность определяется уравнением (34b), то в связи с урав. (35a) и (35c) получается:

$$\lambda = \frac{\dot{A} - \dot{C}\dot{P}}{\dot{P}\dot{D} - \dot{B}} = \frac{\dot{C}}{\dot{D}} \frac{\frac{\dot{A}}{\dot{C}} - \dot{P}}{\dot{P} - \frac{\dot{B}}{\dot{D}}} = \frac{\dot{C}}{\dot{D}} \frac{\dot{P}_0 - \dot{P}}{\dot{P} - \dot{P}_\infty}, \tag{36a}$$

или при указанных на чертеже обозначениях

$$\lambda = \frac{W}{V} \varepsilon^{-j(\pi - \alpha)} \frac{X}{Y} \varepsilon^{j(\pi - \alpha)} = \frac{V}{W} \frac{X}{Y}, \tag{36}$$

поскольку мы принимаем во внимание, что по урав. (36a) при $\lambda = 1$.

$$\frac{\dot{C}}{\dot{D}} = \frac{\dot{P}_1 - \dot{P}_\infty}{\dot{P}_0 - \dot{P}_1} = \frac{V}{W} \varepsilon^{-j(\pi - \alpha)} \tag{36b}$$

При этом $\alpha = \measuredangle P_0 P P_\infty = \measuredangle P_0 P_1 P_\infty$. Относительно знака λ сомнений быть не может; на дуге окружности $\dot{P}_0 - \dot{P}_1 - \dot{P}_\infty$ он положителен, на другой дуге окружности отрицателен. С помощью этого соотношения **очень точно** определяется соответствующее определенной точке значение λ, если эта точка расположена не в непосредственной близости к P_∞, что практически при применении к теории электрических машин не имеет места.

Фиг. 14. Определение парам тра λ.

Другой способ, не дающий, однако, столь точных значений при графическом осуществлении его, вытекает из того положения, что окружность возникает из прямой путем инверсии. На прямой $\dot{Q}$ на фиг. 11 подразделение параметра равномерно, так что достаточно знать две точки параметра, чтобы это подразделение было известно. То же относится и ко всякой параллели к этой прямой, как это видно на фиг. 11, т. е. ко всякой параллели к касательной, которая соприкасается с окружностью в точке $\lambda = \infty$. На этой зависимости основано показанное на фиг. 15 построение. $\lambda - \lambda$ — это любая параллель к касательной точке P_∞. Прямые $P_0 P_\infty$ и $P_1 P_\infty$ пересекают эту прямую в точках $\lambda = 0$ и $\lambda = 1$. С помощью этих точек можно отло-

жить деления параметра; точка пересечения луча PP_∞ с прямою $\lambda - \lambda$ дает тогда значение параметра для этой точки P.

Далее может оказаться желательным по заданному в форме Блоха уравнению окружности вычислить прямоугольные координаты x_m и y_m центра, а также радиус R. Мы не приведем здесь этого элементарного вычисления [Л 8], а только укажем его результат.

Пусть уравнение окружности:

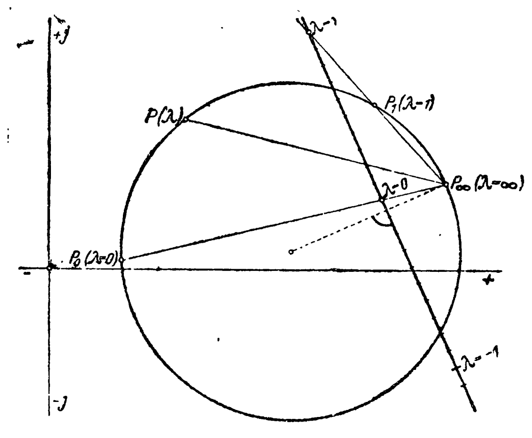
$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{B}\lambda}{\dot{C} + \dot{D}\lambda} = \frac{A_x + jA_y + (B_x + jB_y)\lambda}{C_x + jC_y + (D_x + jD_y)\lambda}, \tag{37}$$

в таком случае

$$x_m = \frac{A_x D_y + B_y C_x - A_y D_x - B_x C_y}{2(C_x D_y - C_y D_x)}, \tag{37a}$$

$$y_m = \frac{A_x D_x - B_y C_y + A_y D_y - B_x C_x}{2(C_x D_y - C_y D_x)}, \tag{37b}$$

$$R^2 = x_m{}^2 + y_m{}^2 + \frac{A_y B_x - A_x B_y}{C_x D_y - C_y D_x}. \tag{37c}$$



Фиг. 15. Прямая параметров.

d. Кривые высшего порядка. Практическое значение в технике переменного тока имеет далее бициркулярная кривая 4-го порядка, уравнение которой гласит:

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{B}\lambda + \dot{F}\lambda^2}{\dot{C} + \dot{D}\lambda + \dot{G}\lambda^2}, \tag{38}$$

причем $\dot{A}$, $\dot{B}$, $\dot{C}$, $\dot{D}$, $\dot{F}$, $\dot{G}$ означают постоянные комплексные числа. Выражаемая этим уравнением кривая может иметь весьма различные формы.

Практически особое значение имеет представленная на фиг. 16a форма бициркулярной кривой, возникающая, например, при каскадном соединении двух индукционных двигателей. Если в урав. (38) постоянные $\dot{B}$ и $\dot{D}$ равны нулю, то кривая переходит в двуокружную форму (фиг. 16b)

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{F}\lambda^2}{\dot{C} + \dot{G}\lambda^2}, \tag{39a}$$

у которой каждая точка является носителем двух равных и противоположных друг другу значений параметра. Другим предельным случаем является тот, когда постоянными $\dot{F}$ и $\dot{G}$ можно пренебречь по сравнению с $\dot{B}$ и $\dot{D}$; в этом случае кривая превращается в обыкновенную окружность [урав. (34b)].

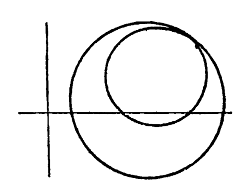
e. **Распределение параметров на кривых.** Если в уравнении кривой геометрического места по Блоху заменить вещественный параметр λ любой вещественной функцией от λ, то уравнение и распределение параметров на кривой конечно изменяются, но форма кривой остается прежней. В том лишь случае, когда реальная функция от λ имеет такое строение, что при вещественных значениях λ она не может в свою очередь принимать тоже все вещественные значения между $+\infty$ и $-\infty$, бывает, что отдельные части прежней кривой уже не являются носителями значений параметра, т. е. в нашем смысле вообще не существуют. Так, например, кривая

$$\dot{Q} = \dot{A} + \dot{B}\lambda^2$$

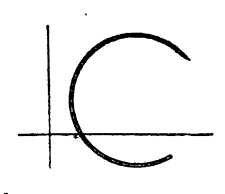
совпадает с прямою

$$\dot{P} = \dot{A} + \dot{B}\lambda,$$

но вся часть между 0 и $-\infty$ на кривой $\dot{P}$ отсутствует на кривой $\dot{Q}$, так как λ^2 при вещественных значениях λ не может стать отрицательным. Зато каждой точке кривой $\dot{Q}$ соответствуют два равных и противоположных друг другу значения параметра [см. также фиг. 16b и урав. (39a)].



Фиг. 16а. Особый случай бициркулярной кривой 4-го порядка.



Фиг. 16b. Двойная круговая дуга, как особый случай бициркулярной кривой 4-го порядка.

Итак, когда нам задана графически кривая геометрического места, то мы должны всегда знать распределение параметров для того, чтобы чертеж был однозначен. Если, например, в виде кривой геометрического места графически задана окружность, то нужно знать еще для трех ее различных точек значения параметра, чтобы определилось все распределение параметров. Мы видели уже в § с, как это распределение получается, когда заданы точки для $\lambda = 0$, $\lambda = 1$ и $\lambda = \infty$.

f) **Окружность как геометрическое место первичного тока машины.** Пусть к сети с неизменным напряжением U присоединена первичная обмотка машины, активное сопротивление которой, включая имеющееся иногда добавочное сопротивление, равно R. Придадим на фиг. 17а определенное положение в комплексной плоскости вектору напряжения $\dot{U}$ и найдем геометрическое место для конца вектора первичного тока $\dot{I}$, ограничиваясь тем практически важным случаем, когда кривая геометрического места тока является окружностью. Для этой круговой диаграммы мы установим несколько важных соотношений [Л 11, стр. 77—86].

Для этого воспользуемся несколькими простыми соотношениями, известными из аналитической геометрии на плоскости. Дадим сперва сводку этих последних.

Вычерченная жирно на фиг. 17b окружность пусть выражается в декартовых координатах уравнением

$$(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2 - r^2 = 0. \tag{40}$$

Прямую $G—G$, которая дается точками пересечения заданной окружности со вспомогательной, построенной на OM, как на диаметре, называют полярою круга по отношению к началу координат O. Ее уравнение гласит:

$$xx_m + yy_m + r^2 - x_m^2 - y_m^2 = 0. \quad (41)$$

Параллельная к ней линяя $H—H$, которою отрезок OP делится пополам, называется полуполярою, и уравнение ее гласит:

$$xx_m + yy_m + \frac{1}{2}(r^2 - x_m^2 - y_m^2) = 0. \quad (42)$$

Если далее дана какая-нибудь прямая уравнением

$$Ax + By + C = 0, \quad (43a)$$

то какая-нибудь точка $N(x_1, y_1)$ на плоскости находится от нее на расстоянии

$$p = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}}(Ax_1 + By_1 + C). \quad (43b)$$

Таким образом расстояние какой-нибудь точки $N(x_1, y_1)$ на плоскости от полуполяры $H—H$ дается выражением

$$p = \frac{1}{\sqrt{x_m^2 + y_m^2}}\left[x_1x_m + y_1y_m + \frac{1}{2}\left(r^2 - x_m^2 - y_m^2\right)\right]. \quad (43)$$

Если эта точка расположена не в любом месте на плоскости, а на окружности, иными словами, если ее координаты удовлетворяют уравн. (40), то урав. (43) можно весьма упростить. В этом случае по урав. (40)

$$x_1^2 + y_1^2 = 2(x_1x_m + y_1y_m) + r^2 - x_m^2 - y_m^2; \quad (44a)$$

и, подставив это выражение в уравн. (43), получаем

$$p = \frac{1}{2\sqrt{x_m^2 + y_m^2}}(x_1'^2 + y_1^2) \quad (44b)$$

или

$$x_1^2 + y_1^2 = 2\sqrt{x_m^2 + y_m^2} \cdot p. \quad (44)$$

Возвращаясь теперь к нашей круговой диаграмме (фиг. 17a), мы можем прежде всего легко определить для каждого рабочего положения затрачиваемую в сопротивлении R мощность Q. Вычертим полуполяру по отношению к началу координат (прямая $Q = 0$). Мощность равна тогда

$$Q = RI^2 = 2R\sqrt{x_m^2 + y_m^2} \cdot p. \quad (45)$$

причем p означает длину перпендикуляра, опущенного на эту прямую, которую мы назовем нулевою линией потерь ($Q = 0$), x_m, y_m и p должны быть измерены в масштабе тока; если мы затем подста-

вим R в омах, то получим потери в ваттах. Уравн. (42) представляет собою уравнение нулевой линии потерь в прямоугольных координатах.

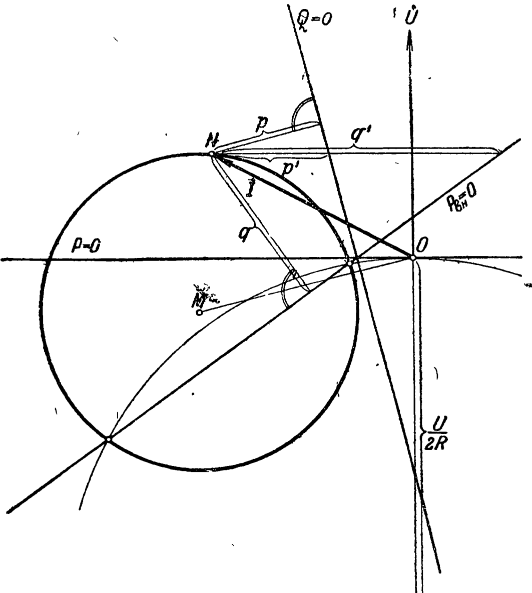
Еще важнее другая прямая, которую мы назовем **нулевою линией внутренней мощности**. Внутренняя мощность равна

$$P_{вн} = P + RI^2, \tag{46a}$$

где $P = UI \cos\varphi = Uy$ означает мощность, отдаваемую в сеть. В связи с уравн. (45) и (43) имеем

$$P_{вн} = Uy + 2R\left[xx_m + yy_m + \frac{1}{2}(r^2 - x_m{}^2 - y_m{}^2)\right]. \tag{46b}$$

Нулевая линия внутренней мощности $P_{вн} = 0$ выражается, следовательно, уравнением



Фиг. 17a. Нулевые линии потерь ($Q = 0$) и внутренней мощности ($P_{вн} = 0$) в круговой диаграмме.

Фиг. 17b. Пояснение геометрических соотношений в § f.

$$xx_m + y\left(y_m + \frac{U}{2R}\right) + \frac{1}{2}(r^2 - x_m{}^2 - y_m{}^2) = 0. \tag{47}$$

Расстояние q какой-либо точки, характеризующей рабочее состояние, от этой линии имеет величину

$$q = \frac{1}{\sqrt{x_m{}^2 + \left(y_m + \frac{U}{2R}\right)^2}} \cdot \frac{P_{вн}}{2R} \tag{48a}$$

и следовательно:

$$P_{вн} = 2R\sqrt{x_m{}^2 + \left(y_m + \frac{U}{2R}\right)^2} \cdot q. \tag{48}$$

Если x_m, y_m и q измеряются в масштабе тока, U в вольтах, а R в омах, то мощность $P_{вн}$ получается в ваттах.

Нулевая линия внутренней мощности пересекает нулевую линию потерь на вещественной оси, как это можно видеть из уравн. (42) и (47). Чтобы определить ее точку пересечения с окружностью, воспользуемся вспомогательным кругом, центр которого расположен на отрицательной оси ординат, на расстоянии $U/2R$ от начала координат, и который проходит через это начало. Его уравнение гласит

$$x^2+y^2+\frac{U}{R}\,y=0\,. \tag{49}$$

Если вычесть уравн. (49) из уравн. (40) и разделить разность на -2, то получается снова уравн. (47), нулевая линия внутренней мощности. Точки пересечения обоих кругов тоже, следовательно, лежат на этой прямой. При характеризуемых этими точками рабочих состояниях внутренняя мощность равна нулю.

В наиболее важных машинах, основанных на принципе вращающегося поля, например, в синхронной и в индукционной машинах, вся внутренняя мощность под воздействием вращающегося поля проходит через междужелезное пространство. Она тогда тождественна мощности в междужелезном пространстве P_δ которая, как мы увидим ниже, у всех машин, работающих по принципу вращающегося поля, пропорциональна моменту вращения. Линию внутренней мощности можно тогда рассматривать также и как нулевую линию момента вращения.

В том же смысле, в каком мы называем прямую $Q=0$ нулевою линией потерь, а прямую $P_{вн}=0$ нулевою линией внутренней мощности, вещественную ось можно называть нулевою линией мощности сети ($P=0$), ибо вертикальное расстояние каждой точки, характеризующей рабочее состояние машины, от этой прямой, будучи умножено на напряжение U, дает мощность сети P. Три прямые $Q=0$, $P_{вн}=0$ и $P=0$ пересекаются в одной точке.

Вместо вертикальных расстояний от точек на окружности, характеризующих рабочие состояния до прямой $Q=0$ и $P_{вн}=0$, можно также брать любые, но параллельные между собою расстояния, причем изменяется только коэфициент масштаба. Упомянем, что Q и $P_{вн}$ должны быть вычислены в одном и том же масштабе, если взяты расстояния p' и q', параллельные к вещественной оси. Если мы обозначим через α угол наклона прямой $Q=0$, а через β угол наклона прямой $P=0$ относительно оси абсцисс, то

$$p'=\frac{p}{\sin\alpha}\,,\quad q'=\frac{q}{\sin\beta} \tag{50a и b}$$

и согласно уравн. (42) и (47)

$$\operatorname{tg}\alpha=-\frac{x_m}{y_m}\,,\quad \operatorname{tg}\beta=-\frac{x_m}{y_m+\frac{U}{2R}}\,, \tag{50c и d}$$

а отсюда в связи с уравн. (45) и (48) получается

$$\frac{p'}{q'}=\sqrt{\frac{x_m^2+y_m^2}{x_m^2+\left(y_m+\frac{U}{2R}\right)^2}}\cdot\frac{p}{q}=\frac{Q}{P_{вн}}\,. \qquad (50)$$

3. Реактивные сопротивления и основные уравнения машин.

а. Обозначения для потоков, индуктивностей и реактивных сопротивлений. У большинства электрических машин[1] мы находим по меньшей мере две обмотки, расположенные друг против друга и в магнитном отношении оказывающие одна на другую взаимное влияние. Эти обмотки, которые мы будем называть первичною и вторичною и обозначать через *1* и *2*, могут относительно друг друга находиться как в покое, так и в движении. Чтобы иметь возможность выражать их взаимное магнитное влияние формулами, дадим сначала ряд определений, относящихся ко всем машинам [Л 15].

Пусть катушки *1* и *2*, представленные в разрезе на фиг. 18, изображают эти обмотки; допустим сперва, что они относительно друг друга находятся в состоянии покоя.

Фиг. 18. Схема магнитного сцепления двух обмоток.

Если током обтекается только обмотка *1*, то мы можем разложить общий первичный поток

$$\varphi_1=\varphi_{1h}+\varphi_{1\sigma} \qquad (51а)$$

на первичный главный (полезный) поток φ_{1h}, который сцеплен также со вторичною обмоткой, и первичный поток рассеяния $\varphi_{1\sigma}$, который сцеплен только с первичною обмоткой.

Если током обтекается только вторичная обмотка, то она возбуждает общий вторичный поток:

$$\varphi_2=\varphi_{2h}+\varphi_{2\sigma}, \qquad (51b)$$

причем φ_{2h} означает вторичный главный (полезный) поток, а $\varphi_{2\sigma}$ — вторичный поток рассеяния.

Если обе обмотки обтекаются током одновременно, то мы объединяем первичный и вторичный главные потоки под названием результирующего потока (главного, полезного, общего)

$$\varphi_r=\varphi_{1h}+\varphi_{2h}\,. \qquad (51)$$

Такое объединение предполагает пропорциональность между токами и потоками. Но оно имеет и более общее значение, как мы увидим из дальнейшего, если под φ_{1h} и φ_{2h} мы понимаем фиктивные потоки, учитывающие степень насыщения железа.

[1] Исключение составляют фазокомпенсатор с собственным возбуждением (трехфазный возбудитель) и практически не очень важная реактивная машина.

Отдельные потоки вычисляются с помощью индуктивностей по возбуждающим их токам i и числам витков w, согласно формулам [т. I, I B 9, уравн. (40)]:

$$w_1\varphi_{1h}=L_{1h}i_1, \quad w_1\varphi_{1\sigma}=L_{1\sigma}i_1, \quad w_1\varphi_1=L_1 i_1, \qquad (52\ \text{a—c})$$

$$L_1=L_{1h}+L_{1\sigma}=L_{1h}(1+\sigma_1), \quad \sigma_1=\frac{L_{1\sigma}}{L_{1h}}; \qquad (52\ \text{d—e})$$

$$w_2\varphi_{2h}=L_{2h}i_2, \quad w_2\varphi_{2\sigma}=L_{2\sigma}i_2, \quad w_2\varphi_2=L_2 i_2 \qquad (53\ \text{a—c})$$

$$L_2=L_{2h}+L_{2\sigma}=L_{2h}(1+\sigma_2), \quad \sigma_2=\frac{L_{2\sigma}}{L_{2h}}. \qquad (53\ \text{d—e})$$

Назовем

$L_{1h}(L_{2h})$ — первичною (вторичною) главною (или полезною) индуктивностью,

$L_{1\sigma}(L_{2\sigma})$ — первичною (вторичною) индуктивностью рассеяния,

$L_1(L_2)$ — первичною (вторичною) самоиндуктивностью,

$\sigma_1(\sigma_2)$ — первичным (вторичным) коэфициентом рассеяния.

Синусоидальный поток, пульсирующий с круговой частотою ω и амплитудою Φ, индуктирует в катушке, состоящей из w витков, ЭДС с действующим значением E

$$\dot{E}=-w\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{d\Phi}{dt}=-L\frac{d\dot{I}}{dt}=-j\omega L\dot{I}. \qquad (54)$$

Благодаря такому соотношению естественна мысль пользоваться для вычисления вместо индуктивностей L соответственными реактивными сопротивлениями ωL. Мы будем обозначать через $X_{1h}=\omega L_{1h}$ первичное главное реактивное сопротивление, через $X_{1\sigma}=\omega L_{1\sigma}$ первичное реактивное сопротивление рассеяния и через

$$X_1=\omega L_1=X_{1h}+X_{1\sigma}=X_{1h}(1+\sigma_1) \qquad (55\text{a})$$

первичное реактивное сопротивление.

Подобным же образом для вторичного реактивного сопротивления имеем

$$X_2=\omega L_2=X_{2h}+X_{2\sigma}=X_{2h}(1+\sigma_2). \qquad (55\text{b})$$

Ток первичной обмотки I_1 создает в ней ЭДС самоиндукции

$$\dot{E}_1=-jX_1\dot{I}_1=-jX_{1h}(1+\sigma_1)\dot{I}_1, \qquad (56\text{a})$$

а во вторичной обмотке ЭДС

$$\dot{E}_{12}=-j\frac{w_2}{w_1}X_{1h}\dot{I}_1. \qquad (56\text{b})$$

С другой стороны ток вторичной обмотки I_2 создает в ней ЭДС самоиндукции

$$\dot{E}_2 = -jX_2\dot{I}_2 = -jX_{2h}(1+\sigma_2)\dot{I}_2, \tag{56c}$$

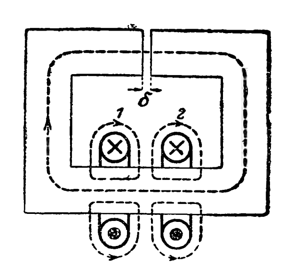
а в первичной — ЭДС

$$\dot{E}_{21} = -j\frac{w_1}{w_2}X_{2h}\dot{I}_2. \tag{56d}$$

Данное нами определение индуктивностей и коэфициентов рассеяния было бы теоретически безупречно, если бы нам приходилось иметь дело только с прямолинейными контурами проводников (ср. т. I, стр. 29). В электромашиностроении контуры тока не прямолинейны, так что, строго говоря, простая схема фиг. 18 неправильна. У трансформаторов нам придется констатировать наличие линий индукции, сцепленных только с частью витков другой обмотки, а у индукционных машин — наличие линий индукции, которые, правда, проходят по всему пути главного потока, но по особым причинам должны быть все же причислены к потоку рассеяния. Это явление называют „рассеянием двойного сцепления" или просто двойным рассеянием; детально мы будем говорить о нем при изучении соответственных машин.

Все же, однако, для аналитического исследования работы электрических машин мы будем неизменно пользоваться, как основою, схемой фиг. 18, чтобы в качестве отправной точки для вычислений иметь по возможности простые, хотя и не строго безукоризненные предпосылки.

b. Трансформатор. Рассмотрим представленную на фиг. 19 схему однофазного трансформатора. Пунктирными линиями показаны пути потоков рассеяния и главных потоков. В воздушном зазоре мы предполагаем линии индукции направленными прямолинейно, без рассеяния, между поверхностями железа. Найдем выражение для г л а в н о г о   р е а к т и в н о г о   с о п р о т и в л е н и я.



Фиг. 19. Схема трансформатора.

Пусть первичная катушка с числом витков w_1 питается током I_1, а во вторичной пусть пока тока нет. Если пренебречь магнитным напряжением вдоль железа по сравнению с магнитным напряжением вдоль воздушного зазора, то для действующего значения напряженности магнитного поля[1] в воздушном зазоре мы будем иметь выражение

$$\frac{H}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\delta} w_1 \underline{I_1} \tag{57a}$$

и вектор индукции равен

$$\frac{\dot{B}}{\sqrt{2}} = \Pi_0\frac{\dot{H}}{\sqrt{2}} = \Pi_0\frac{1}{\delta}w_1\dot{I}_1. \tag{57b}$$

[1] В отношении переменных во времени величин мы понимаем под электрическими величинами U, I эффективные, а под магнитными H, B и Φ — максимальные значения.

Если через q обозначить сечение воздушного зазора, то действующее значение потока по величине и фазе дается выражением

$$\frac{\dot{\Phi}_{1h}}{\sqrt{2}} = \Pi_0 \frac{q}{\delta} w_1 \dot{I}_1 . \qquad (57c)$$

Наконец, ЭДС первичного главного потока в первичной обмотке равна

$$\dot{E}_{1h} = - j\omega w_1 \frac{\dot{\Phi}_{1h}}{\sqrt{2}} = - j2\pi\Pi_0 f \frac{q}{\delta} w_1^2 \dot{I}_1 = - jX_{1h} \dot{I}_1 . \qquad (57)$$

Если магнитным напряжением вдоль железа пренебречь нельзя, то для учета его мы вводим в расчет вместо истиной длины воздушного зазора умноженную на отношение общего напряжения к напряжению зазора теоретическую длину этого последнего δ''. Таким образом главное реактивное сопротивление равно

$$X_{1h} = 2\pi\Pi_0 f \frac{q}{\delta''} w_1^2 \qquad (58)$$

или

$$\underline{X_{1h} = 8\pi^2 f \frac{q}{\delta''} w_1^2 \cdot 10^{-9} \Omega ,} \qquad (58a)$$

если выразить f в sec^{-1}, q в cm^2 и δ'' в cm. Подобным же образом

$$X_{2h} = 2\pi\Pi_0 f \frac{q}{\delta''} w_2^2 , \qquad (59)$$

и следовательно

$$\underline{X_{2h} = X_{1h} \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 .} \qquad (59a)$$

Величина δ'', а следовательно, и главные реактивные сопротивления постоянны только при работе в пределах прямолинейной части кривой намагничивания, в остальной же ее части они зависят от индукции.

Допустим теперь, что ток проходит по обеим обмоткам, и обозначим через U напряжение на зажимах, а через R активное сопротивление. Применив закон индукции (т. I, уравн. 89) к обоим контурам тока, мы получаем

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_1 &= -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{I}_1 - jX_{1h} \left(\dot{I}_1 + \dot{I}_2 \frac{w_2}{w_1}\right) = \\ &= -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{I}_1 + \dot{E}_{1r} \end{aligned}\right\} \qquad (60a)$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_2 &= -(R_2 + jX_{2\sigma}) \dot{I}_2 - jX_{2h} \left(\dot{I}_1 \frac{w_1}{w_2} + \dot{I}_2\right) = \\ &= -(R_2 + jX_{2\sigma}) \dot{I}_2 + \dot{E}_{2r} \end{aligned}\right\} \qquad (60b)$$

Для упрощения введем следующие сокращения:

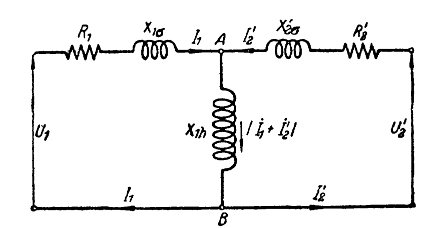
$$\left.\begin{aligned} &\dot{U}'_2 = \dot{U}_2 \frac{w_1}{w_2}, \quad \dot{E}'_{2r} = \dot{E}_{2r} \frac{w_1}{w_2} = \dot{E}_{1r}, \quad \dot{I}'_2 = \dot{I}_2 \frac{w_2}{w_1} \\ &R_2' = R_2 \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2, \quad X'_{2\sigma} = X_{2\sigma} \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2, \quad X'_{2h} = X_{2h} \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 = X_{1h} \end{aligned}\right\} (61\,a\text{-}f)$$

Снабженные штрихом вторичные величины мы будем называть „приведенными к первичному числу витков". Вводя их в уравн. (60a и b), мы получаем основные уравнения трансформатора

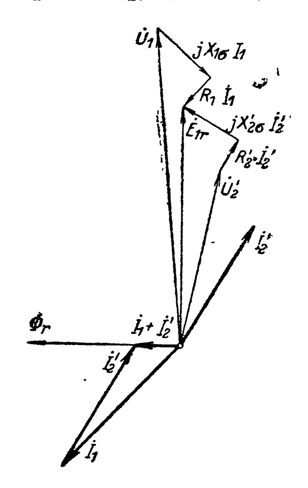
$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}'_2) = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 + \dot{E}_{1r} \quad (62a)$$

$$\dot{U}_2' = -(R'_2 + jX'_{2\sigma})\dot{I}_2 - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') = -(R_2' + jX'_{2\sigma})\dot{I}_2' + \dot{E}_{1r}. \quad (62b)$$

Легко видеть, что уравн. (62a и b) действительны также для контура тока фиг. 20. Этот контур называют схемою замещения всеобщего трансформатора. Впоследствии мы убедимся, что большинство контуров переменного тока так или иначе можно свести к этой эквивалентной схеме.



Фиг. 20. Схема замещения для трансформатора.



Фиг. 21. Векторная диаграмма трансформатора.

В уравн. (62a и b) выражение

$$\dot{E}_{1r} = \dot{E}'_{2r} = -jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') \quad (62c)$$

означает индуктированную результирующим потоком ЭДС или короче ЭДС результирующего поля. Величину $\dot{I}_1 + \dot{I}_2'$ называют намагничивающим током.

Графическое изображение урав. (62 a—c) дает нам векторную диаграмму трансформатора (фиг. 21).

Влияние магнитных нагруженностей в железе, иными словами, изменение магнитного сопротивления в зависимости от индукции выражается в том, что главное реактивное сопротивление X_{1h} не постоянно. Оно тем больше, чем меньше магнитное напряжение вдоль путей в железе. Магнитное состояние главным образом определяется величиною ЭДС E_{1r} результирующего потока, т. е. ЭДС между точками A и B в схеме замещения фиг. 20.

Рассмотрим еще тот случай, когда трансформатор с ничтожно малым вторичным активным сопротивлением замкнут накоротко со вторичной стороны. В схеме замещения фиг. 20 нужно при этом положить $U'_2 = 0$ и $R'_2 = 0$; X_{1h} и $X'_{2\sigma}$ соединены в параллель. Реакция короткозамкнутой вторичной обмотки на первичную выражается в уменьшении реак-

тивного сопротивления. Устройство это эквивалентно дроссельной катушке с активным сопротивлением R_1 и реактивным сопротивлением

$$X = X_{1\sigma} + \frac{X_{1h} \cdot X'_{2\sigma}}{X_{1h} + X'_{2\sigma}}. \tag{63a}$$

В связи с соотношениями, вытекающими из уравн. (55a и b) и (61f)

$$X_{1\sigma} = \sigma_1 X_{1h}, \tag{63b}$$

$$X'_{2\sigma} = \sigma_2 X'_{2h} = \sigma_2 X_{1h}, \tag{63c}$$

$$X_{1h} = \frac{X_1}{1+\sigma_1} \tag{63d}$$

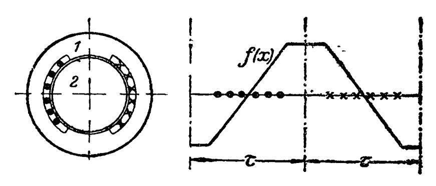
уравн. (63a) принимает вид

$$X = \frac{X_1}{1+\sigma_1}\left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2}{1+\sigma_2}\right) = X_1\left(1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}\right). \tag{63}$$

Если мы для сокращения напишем

$$\sigma = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}, \tag{64}$$

то убедимся, что полное сопротивление первичной обмотки $R_1 + jX_1$ уменьшилось вследствие реакции не имеющей сопротивления короткозамкнутой обмотки до величины $R_1 + j\sigma X_1$. По Блонделю (Blondel) мы будем называть σ **коэфициентом полного рассеяния**. С ним нам придется встречаться часто в последующих расчетах. Он характеризует степень магнитной связи между двумя обмотками. Если электромагнитная связь между двумя обмотками бесконечно велика, иными словами, если совершенно отсутствуют потоки рассеяния, то $\sigma_1 = 0$ и $\sigma_2 = 0$ и коэфициент полного рассеяния $\sigma = 0$. Если между обмотками нет никакой связи, так что они магнитно вообще не влияют друг на друга, то либо σ_1, либо σ_2, либо оба эти числа должны быть приравнены бесконечности и коэфициент полного рассеяния превращается в $\sigma = 1$.



Фиг. 22a и b. Кривая возбуждения поля однофазной обмотки.

c. Однофазная машина. Рассмотрим устройство, показанное на фиг. 22a. Первичная часть, например внешняя, пусть содержит в своих впадинах однофазную обмотку нормального вида. На фиг. 22b показано распределение линейной нагрузки вдоль развернутой окружности якоря посредством крестиков и точек, а также начерчена кривая возбуждения поля, причем предположено столь большое число впадин, при котором линейную нагрузку можно считать постоянной и неизменной вдоль ширины фазовой зоны (гладкий якорь). В противном случае кривая возбуждения поля имела бы не форму трапеции, как на фиг. 22b,

а ступенчатую форму; но это не отразилось бы на результате наших соображений.

В томе I (II D 3) выведено было точное уравнение кривой возбуждения поля для этого устройства. Здесь мы ограничимся рассмотрением основной волны. Временную и пространственную амплитуду кривой возбуждения обозначим через $2U$ [см. § II A 3a, урав. (102)]; мы получаем ее либо из уравн. (175) (т. I) кривой возбуждения поля, питаемой постоянным током обмотки постоянного тока, положив $\nu=1$, $z=4aw_1$, $I=\sqrt{2}\,I_1$ и $x=0$, либо из урав. (177) кривой возбуждения поля одной фазы обмотки переменного тока, положив $\nu=1$, $w=w_1$, $I=I_1$, $x=0$ и $\sin\omega t=1$, а именно:

$$2U=\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\cdot\frac{w_1\xi_1}{p}\cdot I_1. \tag{65a}$$

Обмоточный коэфициент ξ_1 основной волны следует вычислять по урав. (148) (т. I, II C 4). Если линейную нагрузку нельзя считать постоянной, то величину ξ_1 нужно подставить согласно уравн. (147).

Временное и пространственное максимальное значение индукции в воздушном зазоре получается отсюда равным

$$B=\Pi_0\frac{2U}{\delta''}=\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\Pi_0\frac{w_1\xi_1}{p\delta''}I_1, \tag{65b}$$

причем в фиктивной длине воздушного зазора δ'' здесь учтено магнитное напряжение вдоль путей в железе для половины магнитной цепи, в отличие от трансформатора, где δ означает общую длину воздушного зазора на пути главных силовых линий, так что δ'' учитывает магнитное напряжение для всей магнитной цепи.

Временное максимальное значение основной волны первичного главного потока равно

$$\Phi_{1h}=\frac{2}{\pi}\tau l_i B. \tag{65c}$$

Отсюда для действующего значения ЭДС, индуктируемой первичным главным потоком первичной обмотки, мы получаем

$$\dot{E}_{1h}=-j2\pi f w_1\xi_1\frac{\dot{\Phi}_{1h}}{\sqrt{2}}=-jX_{1h}\dot{I}_1. \tag{65}$$

Таким образом первичное главное реактивное сопротивление по уравн. (65b и c) равно

$$X_{1h}=\frac{8}{\pi}\Pi_0 f\frac{\tau l_i}{p\delta''}w^2{}_1\xi_1{}^2\,, \tag{66}$$

или

$$X_{1h}=32f\frac{\tau l_i}{p\delta''}w_1{}^2\xi^2{}_1\cdot 10^{-9}\,\Omega, \tag{66a}$$

если выразить f в $\sec^{-1}$, а τ, l_i, δ'' в cm.

Если на вторичной части, например на заторможенном роторе, находится однофазная обмотка, подобная первичной, статорной, то ее главное реактивное сопротивление равно

$$X_{2h} = X_{1h}\left(\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\right)^2. \qquad (67a)$$

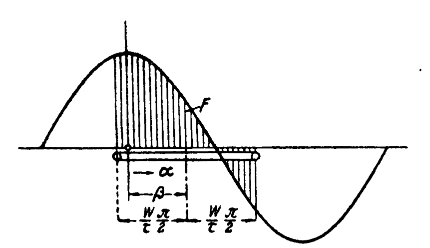
Если оси статорной и роторной обмоток образуют пространственный угол сдвига фаз β (ср. т. I, стр. 65), то ток I_1 обмотки 1 индуктирует в обмотке 2 ЭДС

$$\dot{E}_{12} = -jX_{1h}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\cos\beta\dot{I}_1. \qquad (67)$$

Правильность этого соотношения подтверждается фиг. 23, где представлено положение оси одной катушки роторной обмотки относительно оси статорной обмотки. Заштрихованная площадка

$$F = \int\limits_{\beta-\frac{W}{\tau}\frac{\pi}{2}}^{\beta+\frac{W}{\tau}\frac{\pi}{2}} \cos\alpha d\alpha = 2\sin\frac{W}{\tau}\cdot\frac{\pi}{2}\cos\beta \qquad (67b)$$

является мерою потока, возбуждаемого первичною обмоткою и сцепленного с вторичною катушкой. Этот поток пропорционален $\cos\beta$ независимо от ширины катушки. Но вся роторная обмотка, согласно сказанному в томе I, II C 4, может быть замещена одноосными катушками различной ширины W.



Фиг. 23. Пояснение уравнения (67b).

Принцип действия **однофазного потенциал-регулятора**, служащего для регулирования напряжения в однофазных сетях, основан на соотношении, выражаемом уравн. (67).

d. Реактивные сопротивления вращающегося поля. Если мы пожелаем вычислить по формуле

$$\dot{E}_{1h} = -jX_{1h}\dot{I}_1 \qquad (68)$$

ЭДС, индуктируемую в одной фазе обмотки результирующим полем симметричной многофазной системы токов I_1, то должны будем принять во внимание, что амплитуда вращающегося поля в $m/2$ раз больше, чем амплитуда переменного поля, возбуждаемого однофазным током I_1, в одной фазе обмотки. В том же отношении больше и индуктируемая ЭДС, а значит и главное реактивное сопротивление X_{1h}, которое нужно подставить в уравн. (68). Таким образом

$$X_{1h}^{m\text{-фазное}} = \frac{m}{2}X_{1h}^{\text{однофазное}}, \qquad (68a)$$

а поэтому, согласно уравн. (66), при m_1-фазном токе

$$X_{1h} = \frac{4}{\pi} \Pi_0 m_1 f \frac{\tau l_i}{p\delta''} \cdot w^2{}_1 \xi^2{}_1 \tag{69}$$

или

$$X_{1h} = 16 m_1 f \frac{\tau l_i}{p\delta''} w^2{}_1 \xi^2{}_1 \cdot 10^{-9}\,\Omega, \tag{69a}$$

если взять f в $\sec^{-1}$, τ, l_i и δ'' в cm. В урав. (69) и (69a) w_1 означает число витков, а ξ_1 обмоточный коэфициент.

Если на роторе находится m_2-фазная обмотка, то ее главное реактивное сопротивление, отнесенное к той же частоте, равно

$$X_{2h} = \frac{4}{\pi} \Pi_0 m_2 f \frac{\tau l_i}{p\delta''} w_2{}^2 \xi_2{}^2 \tag{70a}$$

или

$$X_{2h} = X_{1h} \frac{m_2}{m_1} \left(\frac{w_2 \xi_2}{w_1 \xi_1} \right)^2. \tag{70}$$

Когда ротор находится в состоянии покоя, то ток I_1 первичной обмотки индуктирует во вторичной обмотке ЭДС

$$E_{12} = \frac{w_2 \xi_2}{w_1 \xi_1} X_{1h} I_1 = X_{2h} \frac{m_1 w_1 \xi_1}{m_2 w_2 \xi_2} I_1 \tag{71a}$$

и наоборот, ток I_2 вторичной обмотки индуктирует в первичной обмотке

$$E_{21} = \frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2} X_{2h} I_2 = X_{1h} \frac{m_2 w_2 \xi_2}{m_1 w_1 \xi_1} I_2. \tag{71b}$$

e. **Вращающаяся синусоидальная линейная нагрузка (волна тока).** В последних параграфах мы чрезвычайно упростили наше представление о поле в воздушном зазоре машины, работающей по принципу вращающегося поля, приняв в расчет только основную волну кривой возбуждения поля и основную волну индукции. Естественна и чрезвычайно плодотворна мысль сделать еще один шаг в этом направлении и представить себе, что вращающееся поле

$$b = B \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \tag{72}$$

возбуждается вращающейся с неизменной скоростью и неизменно синусоидальною линейною нагрузкой (волною тока). Уравнение кривой возбуждения для такого вращающегося поля [см. том I, II D 4 урав. (180) и (181)] имеет вид:

$$f(x,t) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{1}{p} m_1 w_1 \xi_1 I_1 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right). \tag{72a}$$

Кривая возбуждения поля является интегральною кривою линейной нагрузки. Поэтому диференцируя это уравнение по переменной x, мы

получаем уравнение вращающейся линейной нагрузки или, короче говоря, волны тока в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} f(x,t) = \sqrt{2} \frac{1}{p\tau} m_1 w_1 \xi_1 I_1 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right). \tag{72b}$$

Если мы напишем

$$a = \frac{\partial}{\partial x} f(x, t) = A_{max} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right), \tag{73}$$

то максимальное значение равно

$$A_{max} = \frac{\sqrt{2}\, m_1 w_1 \xi_1}{p\tau} I_1 = \sqrt{2}\, \xi_1 A_{cp}, \tag{73a}$$

причем A_{cp} означает среднее значение действующей линейной нагрузки, равное

$$A_{cp} = \frac{2 w_1 m_1 I_1}{\pi D} \tag{73b}$$

[том I, II E 1, урав. (186b)].

f. Основные уравнения трансформатора, работающего по принципу вращающегося поля. Допустим, что статорная и роторная обмотки питаются m-фазным током и что ротор при этом заторможен. В этом случае равновесие напряжений с первичной и вторичной стороны можно выразить через уравнения, сходные с уравнениями обыкновенного трансформатора [ср. уравн. (60a и b)]:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{I}_1 - jX_{1h} \left(\dot{I}_1 + \dot{I}_2 \frac{m_2 w_2 \xi_2}{m_1 w_1 \xi_1}\right), \tag{74a}$$

$$\dot{U}_2 = -(R_2 + jX_{2\sigma}) \dot{I}_2 - jX_{2h} \left(\dot{I}_1 \frac{m_1 w_1 \xi_1}{m_2 w_2 \xi_2} + \dot{I}_2\right). \tag{74b}$$

Умножим обе части второго уравнения на $\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2}$, тогда мы получим

$$\dot{U}_2 \frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2} = -\left[R_2 \frac{m_1}{m_2}\left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2}\right)^2 + jX_{2\sigma} \frac{m_1}{m_2}\left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2}\right)^2\right] \times$$
$$\times \dot{I}_2 \frac{m_2 w_2 \xi_2}{m_1 w_1 \xi_1} - jX_{2h} \frac{m_1}{m_2}\left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2}\right)^2 \left[\dot{I}_1 + \dot{I}_2 \frac{m_2 w_2 \xi_2}{m_1 w_1 \xi_1}\right]. \tag{74b'}$$

Как и у трансформатора, введем и здесь вторичные величины, приведенные к первичной обмотке. Но если прежде нам приходилось считаться только с различием в числах витков, то здесь мы должны еще учесть, согласно урав. (74b'), различие в обмоточных коэфициентах и числах фаз обмоток.

Мы полагаем поэтому

$$\left.\begin{aligned}\dot{U}_2' &= \dot{U}_2\frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2};\\ \dot{E}'_{2r} &= \dot{E}_{2r}\frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2} = \dot{E}_{1r};\\ \dot{I}_2' &= \dot{I}_2\frac{m_2w_2\xi_2}{m_1w_1\xi_1};\\ R_2' = R_2\frac{m_1}{m_2}\left(\frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2}\right)^2;&\quad X'_{2\sigma} = X_{2\sigma}\frac{m_1}{m_2}\left(\frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2}\right)^2;\\ X'_{2h} &= X_{2h}\frac{m_1}{m_2}\left(\frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2}\right)^2 = X_{1h}.\end{aligned}\right\} \quad (75a—f)$$

С этой подстановкою мы связываем такое представление, как если бы мы заменили данную вторичную обмотку электрически равноценною обмоткою, имеющею такое же число витков, такой же обмоточный коэфициент и такое же число фаз, как первичная обмотка.

С помощью приведенных к первичной обмотке величин мы получаем

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}'_2) =$$

$$= -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 + \dot{E}_{1r}, \quad (76a)$$

$$\dot{U}'_2 = -(R'_2 + jX'_{2\sigma})\dot{I}_2' - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') =$$

$$= -(R'_2 + jX'_{2\sigma})\dot{I}'_2 + \dot{E}_{1r}, \quad (76b)$$

$$\dot{E}_{1r} = \dot{E}'_{2r} = -jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}'_2) \quad (76c)$$

означает ЭДС, индуктируемую результирующим полем воздушного зазора в одной фазе первичной обмотки.

Рассматриваемое устройство, у которого ротор не вращается и не совершает механической работы, мы называем работающим по принципу *вращающегося поля* трансформатором. Тем самым мы отличаем его от обыкновенного, работающего по принципу *переменного* пульсирующего поля трансформатора. Этот последний служит только для трансформации напряжения, тогда как при помощи первого можно трансформировать всякую многофазную систему с определенным напряжением и определенным числом фаз в систему с другим напряжением и другим числом фаз.

Уравнения, относящиеся к многофазным обмоткам, надлежит понимать в том смысле, что они устанавливают соотношение между величинами каждой фазы в соответствующий момент времени. В каждой отдельной фазе обмотки происходит тот же процесс, но во времени он сдвинут на соответственный интервал. Группа уравнений (76a и b) устанавливает соотношения между первичной и вторичной частью, точнее говоря, между одной фазой первичной и одной фазой вторичной части.

Если роторная обмотка имеет такое же число фаз, как и статор-

ная, и если оси двух одноименных фаз первичной и вторичной частей совпадают, то дальнейший ход рассуждений не представляет трудностей. ЭДС результирующего поля в воздушном зазоре имеет в первичной обмотке ту же фазу, что и во вторичной. Наоборот, если мы выведем ротор из этого „нулевого положения", повернув его на пространственный угол сдвига фаз β (выраженный в электрических градусах) в направлении вращающегося поля, то ЭДС $\dot{E}_{2r}$ будет отставать во времени на угол β от ЭДС $\dot{E}_{1r}$:

$$\dot{E}_{2r} = \dot{E}_{1r} \frac{w_2 \xi_2}{w_1 \xi_1} \varepsilon^{-j\beta}. \tag{77}$$

Это уравнение выражает то свойство основанного на принципе вращающегося поля трансформатора, что он позволяет регулировать фазу вторичных величин.

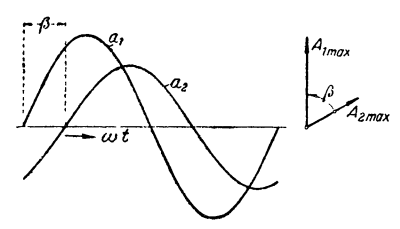
При сдвиге вторичной части на угол β уравн. (76a и b) нужно написать следующим образом:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1s})\dot{I}_1 - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2' \varepsilon^{j\beta}), \tag{77a}$$

$$\dot{U}'_2 = -(R'_2 + jX'_{2s})\dot{I}_2' - jX_{1h}(\dot{I}_1 \varepsilon^{-j\beta} + \dot{I}'_2). \tag{77b}$$

Этой формулировкой мы должны пользоваться во всех тех случаях, когда первичная и вторичная обмотки соединены между собою каким-либо проводником тока.

В тех же случаях, когда вторичная обмотка образует замкнутый контур тока, не будучи электрически соединена с первичной обмоткой, как например у индукционных двигателей, следует поступать совершенно иначе. Задача решается простейшим образом, если мы будем понимать под углом β в векторной диаграмме между векторами $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$ пространственный угол сдвига фаз, образуемый синусоидальными линейными нагрузками a_1 и a_2 на окружности якоря, которые возбуждаются токами I_1 и I_2 (фиг. 24). Тогда при покоящихся обмотках действительны уравн. (76a) и (76b).



Фиг. 24. Взаимное положение линейных нагрузок.

g) Основные уравнения машины, работающей по принципу вращающегося поля. Допустим, что ротор совершает в единицу времени n оборотов. Если частота тока, питающего статор, равна f_1, то число оборотов возбуждаемого статором вращающегося поля равно

$$n_1 = \frac{f_1}{p}. \tag{78a}$$

Пусть частота роторного тока равна f_2. В таком случае скорость возбуждаемого им вращающегося поля относительно ротора равна

$$n_2 = \frac{f_2}{p}. \tag{78b}$$

Чтобы машина могла развивать момент вращения, который бы не колебался около нуля, как среднего значения, оба эти фиктивные поля должны относительно друг друга находиться в покое. Таким образом должно быть удовлетворено основное соотношение

$$n_1 = n_2 + n, \tag{78}$$

или также

$$f_1 = f_2 + f, \tag{78'}$$

где

$$f = np. \tag{78c}$$

Следовательно, вращающееся поле в воздушном зазоре перемещается с уменьшенной в отношении

$$\frac{n_1 - n}{n_1} = \frac{f_1 - f}{f_1} = \frac{n_2}{n_1} = s \tag{79a}$$

скоростью относительно роторной обмотки и индуктирует в ней ЭДС

$$\dot{E}_{2r} = s\dot{E}_{1r}\,\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}, \tag{79b}$$

причем s является одной из основных для машин такого рода рабочих величин и называется скольжением.

Так как частота с вторичной стороны равна

$$f_2 = f_1 - f = sf_1, \tag{79c}$$

то и напряжение рассеяния должно быть в отношении s меньше, чем при покоящемся роторе и действующей во вторичной части частоте сети. Приняв это во внимание, мы получаем основные уравнения машины, работающей по принципу вращающегося поля:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 + \dot{E}_{1r} \tag{80a}$$

$$\dot{U}'_2 = -(R'_2 + jsX'_{2\sigma})\dot{I}'_2 - jsX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}'_2) = -(R'_2 + jsX'_{2\sigma})\dot{I}_2' + s\dot{E}_{1r}. \tag{80b}$$

Выражение $\dot{I}_1 + \dot{I}_2'$, изображающее намагничивающий ток для главного поля, не требует (физически не имеющего смысла) сложения двух временных векторов различной частоты. Мы видели выше, что для установления понятия взаимной временно́й фазы двух многофазных токов мы должны принять во внимание относительное положение создаваемых ими в воздушном зазоре линейных нагрузок (волн тока). Подобным же образом мы и здесь должны, имея дело с токами различной частоты, но с движущимися относительно друг друга системами обмоток, принять в расчет абсолютную скорость перемещения линейных нагрузок в воздушном зазоре для определения частоты временных векторов соответственных многофазных токов. Так, мы видим здесь, что

обе эти линейные нагрузки, как относящаяся к току I_1, так и относящаяся к току I_2, в действительности перемещаются с одинаковой скоростью, так что их временные векторы имеют одинаковую частоту. Временный угол между $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2'$ в векторной диаграмме равен пространственному углу сдвига фаз между линейными нагрузками (ср. фиг. 24).

4. Формы поля и асимметричные многофазные системы.

а. Соотношения между переменными и вращающимися полями. Согласно сказанному в томе I, II D2, мы можем переменное поле

$$b = B \sin \omega t \cos \frac{\pi}{\tau} x \tag{81a}$$

разложить на две вращающиеся в противоположных направлениях поля с вдвое меньшей амплитудой:

$$b = \frac{B}{2} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) + \frac{B}{2} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{\tau} x\right). \tag{81b}$$

Одно из них, вращающееся в положительном направлении, мы называем синхронным или прямым, другое — обратным или инверсным.

Далее мы видели (том I, I C7), как вследствие совместного действия m симметричных переменных полей возникает вращающееся поле, и знаем (том I, II D4), что при симметричной m-фазной обмотке m обратных составляющих вращающихся полей, принадлежащих к m переменным полям, взаимно уничтожаются, между тем как синхронные поля складываются в общее вращающееся поле, которое в m раз больше каждого из m составляющих вращающихся полей, а поэтому в $m/2$ раз больше амплитуды каждого из m переменных полей.

Наряду с разложением переменного поля на два вращающихся поля половинной амплитуды, можно вращающееся поле

$$b = B \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \tag{82a}$$

разложить на два переменных поля такой же амплитуды:

$$b = B \sin \omega t \cos \frac{\pi}{\tau} x - B \cos \omega t \sin \frac{\pi}{\tau} x. \tag{82b}$$

Оба переменных поля сдвинуты между собою на пространственный угол $\pi/2$ и колеблются со сдвигом фаз, равным одной четверти периода.

Если мы по окружности якоря расположим несколько фаз обмотки с любым числом витков и любым положением осей, причем будем их питать токами одинаковой частоты, произвольной величины и фазы, но изменяющимися синусоидально во времени, то результирующее поле, возбуждаемое этими обмотками, можно всегда рассматривать как наложение двух вращающихся в противоположные стороны полей различной величины. Мы их найдем, если с одной стороны объединим в общее вращающееся поле прямые, составляющие вращающиеся поля всех переменных полей, а с другой — все обратные составляющие вращаю-

щиеся поля. Таким образом наложение двух вращающихся в противоположные стороны полей представляет собою общий случай возможных форм поля, если только, как мы предположили, принимается во внимание лишь основная волна.

В заключение покажем, что два вращающихся поля одной и той же амплитуды B и при одном и том же полюсном делении τ,

$$b_1 = B \sin\left(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau} x\right), \tag{83a}$$

$$b_2 = B \sin\left(\omega_2 t - \frac{\pi}{\tau} x\right), \tag{83b}$$

перемещающиеся с различными скоростями

$$v_1 = \omega_1 \frac{\tau}{\pi} \quad \text{и} \quad v_2 = \omega_2 \frac{\tau}{\pi}, \tag{83c и d}$$

могут быть заменены переменным полем

$$b' = -2B \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \cdot t \cdot \sin \frac{\pi}{\tau} x, \tag{84}$$

вращающимся со скоростью

$$v = \frac{v_1 + v_2}{2} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \frac{\tau}{\pi}. \tag{84a}$$

Это переменное поле колеблется с круговой частотою

$$\omega = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \tag{84b}$$

и амплитуда у него вдвое больше, чем у каждого из вращающихся полей.

Из уравн. (83a и b) мы получаем

$$\begin{aligned} b = b_1 + b_2 &= B\left[(\sin\omega_1 t + \sin\omega_2 t)\cos\frac{\pi}{\tau}x - (\cos\omega_1 t + \cos\omega_2 t)\sin\frac{\pi}{\tau}x\right] = \\ &= 2B\left[\sin\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t\cos\frac{\pi}{\tau}x - \cos\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t\sin\frac{\pi}{\tau}x\right]\cos\frac{\omega_1-\omega_2}{2}t = \\ &= 2B\cos\frac{\omega_1-\omega_2}{2}t\cdot\sin\left[\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t - \frac{\pi}{\tau}x\right]. \end{aligned} \tag{85}$$

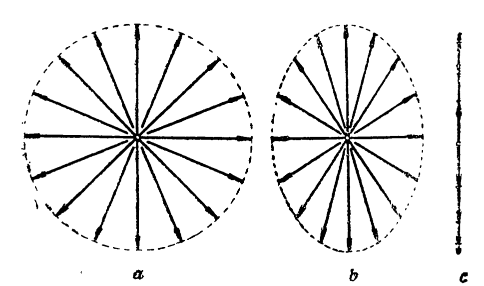
Отнеся это поле к системе координат, вращающейся со скоростью, определяемой уравнением (84a), мы получаем переменное поле, которое выражается уравнением (84).

В том частном случае, когда одно из обоих вращающихся полей, например b_1, является полем постоянного тока ($\omega_1 = 0$), уравн. (84a) и (84) принимают вид

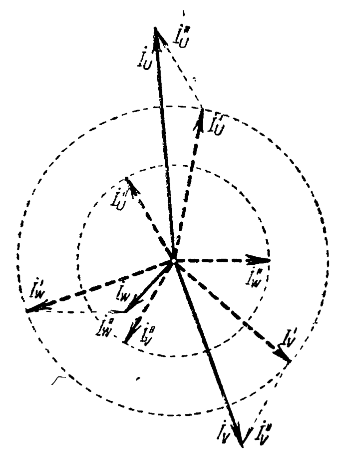
$$v = \frac{v_2}{2} = \frac{\omega_2}{2} \frac{\tau}{\pi} \quad \text{и} \quad b' = -2B \cos \frac{\omega_2 t}{2} \sin \frac{\pi}{\tau} x. \tag{86a и b}$$

Это значит, что распределенное синусоидально по окружности якоря поле постоянного тока и перемещающееся со скоростью, соответствующей круговой частоте ω_2, вращающееся поле той же амплитуды и с тем же полюсным делением — могут быть замещены пульсирующим с круговой частотой $\omega_2/2$ и перемещающимся со скоростью $\frac{\omega_2}{2}\frac{\tau}{\pi}$ переменным полем двойной амплитуды.

b. Круговое вращающееся поле, эллиптическое вращающееся поле, переменное поле. Из уравнения вращающегося поля (82a) следует, что максимальное значение индукции в каждом месте окружности якоря одинаково, а именно равно B. Если мы отложим, начиная от общей нулевой точки, временные векторы для каждой точки окружности якоря, изображающие действующую в воздушном зазоре индукцию,



Фиг. 25a—c. Круговое вращающееся поле (*a*), эллиптическое поле (*b*) и переменное поле (*c*).



Фиг. 26. Асимметричная система токов, как сумма двух симметричных систем с противоположным чередованием фаз.

то концевые точки всех этих лучей будут расположены на окружности (фиг. 25a). С точки зрения этой полярной диаграммы, такого рода вращающееся поле называют также к р у г о в ы м в р а щ а ю щ и м с я п о л е м. Когда мы в дальнейшем будем говорить просто о вращающемся поле, то будем под ним понимать круговое вращающееся поле.

Применив такое же построение к полю более общего характера, которое, как мы видели, возникает при наложении двух движущихся в противоположные стороны круговых вращающихся полей, мы получим эллипс (фиг. 25b). В отличие от кругового вращающегося поля такое поле называют э л л и п т и ч е с к и м в р а щ а ю щ и м с я п о л е м. Круговое вращающееся поле представляет собою один, а переменное поле — другой предельный случай эллиптического вращающегося поля. Полярная диаграмма индукций переменного поля представляет собою вытянувшийся в прямую линию эллипс (фиг. 25c).

Впрочем, такая трактовка вопроса не открывает каких-либо новых истин, и мы здесь упомянули о ней лишь мимоходом, потому что соответственные термины встречаются в литературе.

c. Симметричные составляющие. Для изучения законов поля общего характера, его следует рассматривать как сумму двух вра-

щающихся в противоположные стороны круговых полей различной напряженности, прямого и обратного. У обыкновенного вращающегося поля (кругового) одно из составляющих вращающихся полей равно 0, у эллиптического вращающегося поля составляющие вращающиеся поля не равны между собою, а у переменного поля они в точности друг другу равны.

Причина отклонения поля от круговой формы заключается, при постоянной длине воздушного зазора вдоль окружности якоря и симметричной многофазной обмотке, в асимметрии возбуждающих токов.

Когда временные векторы токов отдельных фаз образуют асимметричную звезду, то мы не можем, конечно, применить к ним непосредственно наши выводы, действительные только для симметричных многофазных систем (то-есть таких, которые характеризуются симметрией фаз обмотки и токов). Здесь следовало бы снова составить результирующее поле в воздушном пространстве из переменных полей, которые возбуждаются отдельными фазами и которые по величине и фазе совершенно различны между собою. Но эту кропотливую работу можно значительно упростить, если исходить из рассмотрения токов и воспользоваться приемом, который называется разложением асимметричной системы на симметричные составляющие.

Прежде чем приступить к этому разложению, для лучшего его понимания, рассмотрим представленные на фиг. 26 симметричные многофазные системы $\dot{I}'_U$, $\dot{I}'_V$, $\dot{I}'_W$ и $\dot{I}''_U$, $\dot{I}''_V$, $\dot{I}''_W$, которыми питаются фазы U, V, W трехфазной обмотки. Обе системы создавали бы каждая свое круговое вращающееся поле. Эти вращающиеся поля двигались бы однако в противоположных направлениях, потому что в фазах U, V, W у токов одной системы $\dot{I}'$ чередование фаз противоположно тому, которое наблюдается у другой системы токов $\dot{I}''$. В этом смысле мы можем также сказать, что „обе системы токов вращаются друг против друга".

Если в фазе U трехфазной обмотки проходит ток

$$\dot{I}_U = \dot{I}'_U + \dot{I}''_U, \tag{87a}$$

в фазе V

$$\dot{I}_V = \dot{I}'_V + \dot{I}''_V \tag{87b}$$

и в фазе W

$$\dot{I}_W = \dot{I}'_W + \dot{I}''_W,$$

то из фиг. 26 видно, что по многофазной обмотке проходит асимметричная система токов $\dot{I}_U$, $\dot{I}_V$, $\dot{I}_W$. Так как она возникла вследствие наложения двух симметричных, вращающихся друг против друга систем токов, то естественно предположить, что всякая асимметричная система токов поддается разложению на две симметричные системы с различным чередованием фаз или, иными словами, на противоположные по направлению симметричные составляющие [Л 16—18].

d. Разложение многофазных систем. Предположим, что фазы симметричной трехфазной обмотки питаются тремя любыми, синусоидальными по времени, токами одинаковой частоты. Это не значит, что геометрическая сумма этих трех токов равна нулю, как это всегда бывает при соединении фазных обмоток в звезду без нулевого провода. Поэтому напишем:

$$\dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{I}_W = \dot{I}_0. \tag{88}$$

Основной вопрос сводится к выяснению природы результирующего поля в воздушном пространстве. При разложении на симметричные составляющие мы будем руководствоваться тремя тождествами. Чтобы иметь возможность их написать, воспользуемся двумя операторами

$$\dot{\eta} = \varepsilon^{j\frac{2\pi}{3}} \quad \text{и} \quad \dot{\zeta} = \varepsilon^{-j\frac{2\pi}{3}}, \tag{89a и b}$$

которые, согласно сказанному в § 1в, обладают тем свойством, что при умножении их на любой вектор они поворачивают его на $2\pi/3$ в положительном или отрицательном направлении, не изменяя его величины. Упомянутые тождества гласят:

$$\left.\begin{aligned}
\dot{I}_U &\equiv \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{I}_W) + \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{\eta}\dot{I}_V + \dot{\zeta}\dot{I}_W) + \\
&\quad + \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{\zeta}\dot{I}_V + \dot{\eta}\dot{I}_W), \\
\dot{I}_V &\equiv \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{I}_W) + \frac{1}{3}(\dot{\zeta}\dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{\eta}\dot{I}_W) + \\
&\quad + \frac{1}{3}(\dot{\eta}\dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{\zeta}\dot{I}_W), \\
\dot{I}_W &\equiv \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{I}_W) + \frac{1}{3}(\dot{\eta}\dot{I}_U + \dot{\zeta}\dot{I}_V + \dot{I}_W) + \\
&\quad + \frac{1}{3}(\dot{\zeta}\dot{I}_U + \dot{\eta}\dot{I}_V + \dot{I}_W).
\end{aligned}\right\} \tag{90a—c}$$

Приняв во внимание соотношения

$$\dot{\eta}^2 = \dot{\zeta}, \quad \dot{\zeta}^2 = \dot{\eta}, \quad \dot{\eta}\dot{\zeta} = 1,$$

мы можем написать в более сжатой форме уравн. (90a—c):

$$\left.\begin{aligned}
\dot{I}_U &= \frac{1}{3}\dot{I}_0 + \dot{I}' + \dot{I}'', \\
\dot{I}_V &= \frac{1}{3}\dot{I}_0 + \dot{\zeta}\dot{I}' + \dot{\eta}\dot{I}'', \\
\dot{I}_W &= \frac{1}{3}\dot{I}_0 + \dot{\eta}\dot{I}' + \dot{\zeta}\dot{I}''.
\end{aligned}\right\} \tag{91a—c}$$

Здесь

$$\dot{I}' = \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{\eta}\dot{I}_V + \dot{\zeta}\dot{I}_W) \tag{91d}$$

и

$$\dot{I}'' = \frac{1}{3}(\dot{I}_U + \dot{\zeta}\dot{I}_V + \dot{\eta}\dot{I}_W), \tag{91e}$$

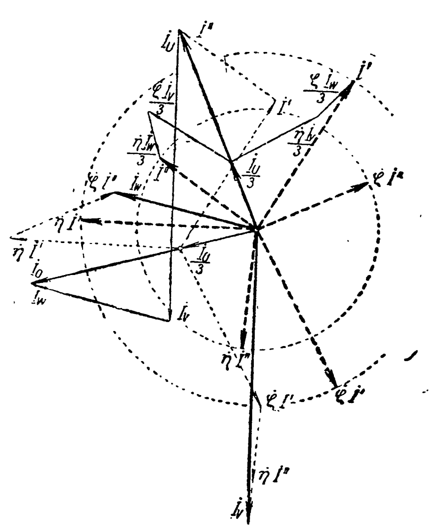
Таким образом мы разложили данную совершенно произвольную систему токов $\dot{I}_U$, $\dot{I}_V$, $\dot{I}_W$ на две противоположные по направлению симметричные системы $\dot{I}'$ и $\dot{I}''$ и составляющую тока $\frac{1}{3}\dot{I}_0$ одной и той же величины и одной и той же фазы для каждой фазной обмотки.

Составляющие тока $\frac{1}{3}\dot{I}_0$ не создают поля в воздушном зазоре, потому что возбуждаемые ими переменные поля колеблются в одинаковом ритме и в каждый момент сумма их равна нулю. Прямые составляющие тока $\dot{I}'$ и обратные $\dot{I}''$, напротив, возбуждают каждая свое круговое вращающееся поле, причем одно из них вращается с положительною синхронною, а другое с отрицательною синхронною скоростью.

До сих пор мы не имели критерия для суждения о том, какие составляющие назвать прямыми и какие обратными. Название составляющих является установленным лишь тогда, когда принято положительное направление вращения, обычно соответствующее рабочему вращению ротора.

На фиг. 27 показано графическое определение симметричных составляющих для произвольной трехфазной системы $\dot{I}_U$, $\dot{I}_V$, $\dot{I}_W$ (жирно вычерченные векторы). Согласно уравн. (91d и е) можно найти симметричные составляющие $\dot{I}'$ и $\dot{I}''$, представленные на чертеже жирным пунктиром. Если определить еще $\dot{I}_0 = \dot{I}_U + \dot{I}_V + \dot{I}_W$, то, согласно уравн. (91а—с), суммируя симметричные составляющие и $\dot{I}_0/3$, можно отыскать токи фаз.

Выше мы доказали посредством разложения и надлежащего суммирования полей в воздушном зазоре, что поле в воздушном зазоре всегда может быть представлено, как наложение друг на друга двух направленных в противоположные стороны круговых вращающихся полей. Здесь мы приходим к тому же результату другим путем, а именно посредством разложения токов на подходящие составляющие.



Фиг. 27. Разложение асимметричной трехфазной системы $\dot{I}$ на симметричные составляющие $\dot{I}'$ и $\dot{I}''$.

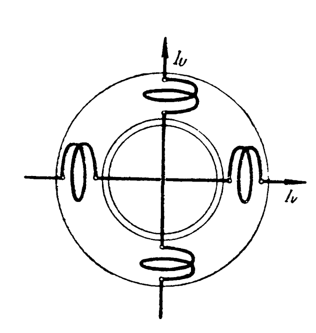
Асимметричные токи возникают, например, тогда, когда нагрузка трехфазного генератора распределена неравномерно между его фазами. В этом случае в машине возникает, таким образом, кроме синхронного главного вращающегося поля, еще одно поле, движущееся в противоположном направлении. Мы увидим ниже, что всегда необходимо при-

нимать конструктивные меры для обезвреження этого обратного вращающегося поля, с возникновением которого необходимо всегда считаться, по меньшей мере при неисправностях.

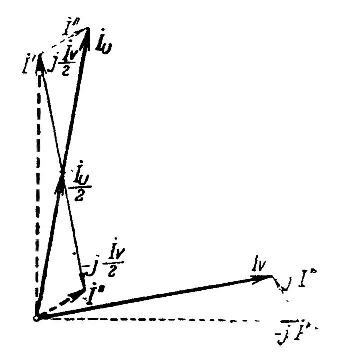
Подобно тому, как мы разложили трехфазную систему, можно разложить вообще всякую m-фазную систему. Частным случаем является еще **двухфазная система**, которую мы здесь и рассмотрим. Допустим, что асимметричная система токов питает симметричную двухфазную обмотку (см. фиг. 28а). Вместо урав. (90 а—с) мы должны написать:

$$\dot{I}_U \equiv \frac{1}{2}(\dot{I}_U + j\dot{I}_V) + \frac{1}{2}(\dot{I}_U - j\dot{I}_V) = \dot{I}' + \dot{I}'', \tag{92a}$$

$$\dot{I}_V \equiv \frac{1}{2}(-j\dot{I}_U + \dot{I}_V) + \frac{1}{2}(j\dot{I}_U + \dot{I}_V) = -j\dot{I}' + j\dot{I}''. \tag{92b}$$



Фиг. 28а. Симметричная двухфазная обмотка.



Фиг. 28b. Разложение двухфазной системы на симметричные составляющие.

Отсюда для симметричных составляющих получается

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}' &= \frac{1}{2}(\dot{I}_U + j\dot{I}_V) \\ \dot{I}'' &= \frac{1}{2}(\dot{I}_U - j\dot{I}_V). \end{aligned}\right\} \tag{92c и d}$$

На фиг. 28b это разложение показано графически.

Иногда возникает задача разложения на симметричные составляющие асимметричных систем напряжений, подобно тому, как разлагаются асимметричные системы токов. Мерою степени асимметрии многофазной системы токов или напряжений мы будем считать отношение ε величины обратной симметричной составляющей к величине прямой симметричной составляющей. Это отношение можно определить путем графического разложения на симметричные составляющие. В том случае, когда геометрическая сумма отдельных векторов асимметричной системы равна нулю ($I_0 = 0$), — а этот случай бывает очень часто — коэфициент асимметрии ε можно определить по приближенной, но достаточно точной при не слишком большой асимметрии формуле [Л 19]. Если при трехфазной системе A, B, C суть величины векторов,

V — арифметическое среднее их, δ_A, δ_B, δ_C — отклонения величин отдельных векторов от V, т. е.

$$A = V + \delta_A, \quad B = V + \delta_B, \quad C = V + \delta_C, \qquad (93\ a—c)$$

$$V = \frac{A + B + C}{3}, \qquad (93d)$$

то коэфициент асимметрии

$$\varepsilon \approx \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\delta_A^2 + \delta_B + \delta_C^2}{V^2}}. \qquad (93)$$

Если обратная система должна составлять меньше, чем 5% от прямой ($\varepsilon < 0{,}05$), то должно быть соблюдено условие

$$\frac{\sum \delta^2}{V^2} < 0{,}00375. \qquad (93')$$

II. СИНХРОННАЯ МАШИНА.

А. Реакция якоря.

1. Кривая возбуждения якорного поля у многофазных машин.

a. Синусоидальные якорные токи. Результирующий полный ток якоря. Мы знаем (том I, I C 7, стр. 68), что обтекаемая током якорная обмотка многофазной синхронной машины возбуждает магнитное поле — поле якоря, которое неподвижно относительно полюсов [Р 3]. Как и у машины постоянного тока, якорное поле при нагрузке синхронной машины реагирует на поле индуктора. При холостом ходе реакция якоря отсутствует, и в машине имеется только поле индуктора.

Выше, для простоты, мы считали, что якорные токи изменяются синусоидально и что в любой момент каждая фаза обмотки возбуждает синусоидальное поле на окружности якоря. Это последнее допущение предполагает при постоянной длине воздушного промежутка вдоль окружности якоря и при бесконечно большой магнитной проницаемости железа синусоидально распределенную линейную нагрузку для каждой фазы обмотки. При этих допущениях и при полной симметрии фаз обмотки и токов мы получили постоянное по силе синус ида ьно распределенное и движущееся с син ронною скоростью вращающееся поле.

В применяемых на практике машинах якорная обмотка расположена во впадинах, и все впадины одной и той же фазы обмотки имеют, в сущности, одинаковый полный ток [Р 4]. В томе I, II D, мы видели, какое влияние оказывает размещение проводников во впадинах на кривую возбуждения поля, если питать обмотку синусоидальными во времени токами. Кроме синусоидальной основной волны, которая по отношению к полюсам неподвижна, возникают еще высшие гармоники, вращающиеся с различною относительно полюсов скоростью. Согласно исследованиям, приведенным в томе I, II D 4, в кривой возбуждения поля симметричной обмотки возникают только такие гармоники, порядковое число которых ν нечетно и удовлетворяет одному из следующих условий:

$$\frac{\nu - 1}{m} = \text{нуль или целое число} \tag{94a}$$

или

$$\frac{\nu + 1}{m} = \text{целое число.} \tag{94b}$$

Волны по уравнению (94a) вращаются в положительном направлении, волны по уравнению (94b) — в отрицательном. Следовательно, при симметричной трехфазной обмотке направление вращения волн 1, 7, 13, 19

и т. д. положительно, а направление волн 5, 11, 17, 23 и т. д. — отрицательно [Р 5]. Относительно якорной обмотки ν-ая волна вращается со скоростью

$$v_\nu = \pm \frac{v_1}{\nu}, \tag{94}$$

если через v_1 обозначить скорость ротора (индуктора). Следовательно, относительно статора у трехфазной машины скорости таковы:

$$v_1 = v_1, \quad v_5 = -\frac{1}{5} v_1, \quad v_7 = +\frac{1}{7} v_1 \quad v_{11} = -\frac{1}{11} v_1 \text{ и т. д.}$$

Относительно ротора скорость ν-ой волны равна

$$v'_\nu = v_\nu - v_1, \tag{95}$$

а при трехфазной обмотке

$$v'_1 = 0, \quad v'_5 = -\frac{6}{5} v_1, \quad v'_7 = -\frac{6}{7} v_1, \quad v'_{11} = -\frac{12}{11} v_1 \text{ и т. д.}$$

Таким образом относительно полюсов высшие гармоники кривой возбуждения якорного поля все вращаются со скоростью, абсолютная величина которой близка к синхронной скорости.

В § 2b мы исследуем влияние высших гармоник в кривой возбуждения якорного поля на результирующую кривую поля и покажем, что в основном определяющее значение для свойств многофазной машины имеет среднее во времени значение кривой возбуждения якорного поля. Это среднее во времени значение равно, однако, основной волне кривой возбуждения поля и это дает нам обычно возможность вести расчет так, как если бы вихревые токи в индукторе полностью заглушали высшие гармоники. Мы будем поэтому при наших вычислениях считаться только с основной волною кривой возбуждения якорного поля, определяемою для m-фазной одно- или двуслойной обмотки при закрытых впадинах уравн. (180), (том I), а при однослойной трехфазной обмотке — уравн. (181), (том I). Амплитуда основной волны кривой возбуждения поля равна по этим уравнениям

$$U = \frac{\sqrt{2}m}{\pi} \frac{w_1 \xi_1}{p} I_1 = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \tau \xi_1 A_{cp}, \tag{96}$$

где m означает число фаз, w_1 — число последовательно соединенных в фазе витков, ξ_1[1] — обмоточный коэфициент для основной волны одной фазы якорной обмотки, p число пар полюсов, I_1 — эффективное значение основной волны тока фазы, τ — полюсное деление и

$$A_{cp} = \frac{m \cdot 2 w_1 I_1}{\pi D} = \frac{m w_1 I_1}{p \tau} \tag{96a}$$

„среднюю эффективную“ линейную нагрузку.

[1] Индекс *1* относится к якорю; для индуктора мы будем пользоваться индексом *2*.

У многофазной машины, где якорь обмотан по всей окружности, средняя эффективная линейная нагрузка A_{cp} равна истинной эффективной линейной нагрузке A.

Удвоенная амплитуда основной волны кривой возбуждения поля представляет собой результирующий полный ток якоря для всей магнитной цепи

$$\Theta_A = 2U, \tag{97}$$

создающий вращающееся поле якорной обмотки. Если для сокращения положить

$$g = \frac{2\sqrt{2}m}{\pi} \frac{w_1 \xi_1}{p}, \tag{98a}$$

то результирующий полный ток якоря равен

$$\Theta_A = gI_1. \tag{98}$$

Уравнения (96), (97) и (98) выведены для обмоток с целым числом впадин на полюс и фазу. При дробном числе впадин на полюс и фазу на кривую возбуждения поля, возникающую при целом их числе, накладываются еще волны меньшей частоты, так называемые волны низшего порядка (см. § 31, [Л 20]. При дробном числе впадин уравн. (96), (97), (98) дают среднее значение для кривой возбуждения поля, с которым можно вести расчет, как при целом числе впадин.

b. Влияние высших гармоник тока. Если мы откажемся от допущения, что токи в якорной обмотке изменяются точно по закону синуса, то, согласно сказанному в § 50 книги автора „Якорные обмотки" [Л 20], каждая высшая гармоника тока вместе с каждой гармоникой кривой возбуждения, которая образовалась бы, если бы данная фаза обмотки обтекалась неизменным по силе током, создает еще вращающиеся отдельные гармоники. Скорость отдельной гармоники, обусловленной μ-й волною тока и ν-й волною кривой возбуждения поля постоянным током в одной фазе обмотки, равна

$$v_{\mu\nu} = \pm \frac{\mu}{\nu} v_1. \tag{99}$$

В результирующей кривой возбуждения симметричной m-фазной обмотки, питаемой симметричными токами, возникают только такие вращающиеся в положительном направлении гармоники нечетного порядка, для которых

$$\frac{\nu - \mu}{m} = \text{нуль или целое число} \tag{99a}$$

и такие вращающиеся в отрицательном направлении гармоники, для которых

$$\frac{\nu + \mu}{m} = \text{целое число.} \tag{99b}$$

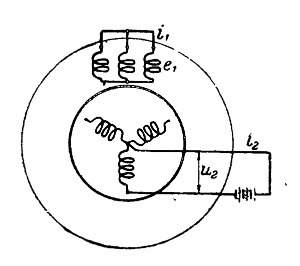
Из уравн. (99) видно, что относительно полюсов неподвижны только гармоники, удовлетворяющие условию уравн. (99а), для которых $\nu = \mu$,

все же остальные гармоники относительно полюсов находятся в движении (см. табл. 27 и [Л 20 стр. 413]). Гармоники кривой возбуждения поля постоянным током с меньшим порядковым числом ν вместе с высшими гармониками токов большего порядкового числа μ ($\nu < \mu$) создают очень быстро вращающиеся относительно полюсов отдельные гармоники, поля которых в значительной части заглушаются вихревыми токами. Амплитуды обусловленных высшими гармониками тока, неподвижных относительно ротора ($\nu = \mu$) или вращающихся со сравнительно малою скоростью гармоник высшего порядка ($\nu > \mu$) во всех практических случаях составляют значительно меньше $1\%_0$ от основной волны; ими можно пренебречь, так что и при несинусоидальном якорном токе можно обычно считаться только с основною волною результирующей кривой возбуждения поля, амплитуда которой определяется из уравн. (96).

2. Влияние меняющейся кривой возбуждения на кривую поля.

а. Влияние на ток в цепи возбуждения полюсов. В большинстве практических случаев якорный ток многофазной машины отступает от синусоидальной формы лишь незначительно и нет надобности при рассмотрении кривой поля считаться с высшими гармониками в кривой тока якорной обмотки. Тогда [см. Л. 20, § 49 D] среднее во времени значение площади, образуемой кривою возбуждения с осью абсцисс между теми местами, где основная волна пересекает эту последнюю, равно площади половины основной волны. В первом приближении мы можем считать кривую поля пропорциональною той кривой возбуждения, которою она обусловлена. Тогда поток колеблется так же, как площадь кривой возбуждения поля якорной обмотки.

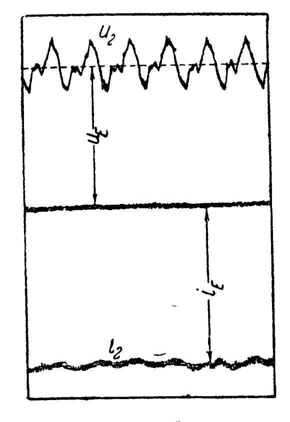
Частота колебаний во времени (см. [Л 20], § 49 В и фиг. 371—375) равна у трехфазных машин 6-кратной, у двухфазных машин — 4-кратной частоте основной волны переменного тока. Вследствие этого у машины без демпферной обмотки в обмотке возбуждения полюсов индуктируются переменные токи 6- и 4-кратной (по отношению к основной) частоты, которые, налагаясь на постоянный ток, и дают себя знать главным образом при коротком замыкании машины, когда влияние реакции якоря становится особенно заметным.



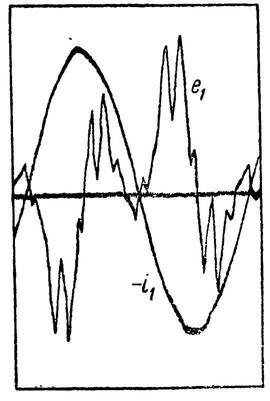
Фиг. 29. Схема включения асинхронной машины при снятии осциллограмм, представленных на фиг. 30 а и b.

На фиг. 30а в виде примера показана осциллограмма роторного тока i_2 и роторного напряжения u_2 четырехполюсной трехфазной индукционной машины для 1,1 kW, у которой статор был замкнут накоротко и одна фаза соединенной в звезду роторной обмотки питалась через два контактных кольца постоянным током i_E (фиг. 29). Помимо действия вихревых токов, на колебания в цепи ротора оказывает еще влияние отношение „эффективного“ полного тока якоря (Θ'_A в §§ C2a и D2c) к результирующему полному току (Θ_{rk} в § E1a, см. фиг. 218b); в данном

случае это отношение составляет около 27. Налагающееся на постоянный ток i_E и на постоянное напряжение u_E переменное колебание шестикратной частоты ясно видно на кривых i_2 и u_2. На фиг. 30b показаны также осциллограммы якорного тока i_1 и индуктированной в одной фазе обмотки ЭДС e_1. Кривая e_1 была снята посредством вспомогательной катушки в воздушном промежутке, витки которой имели такое же положение на окружности якоря, как катушки одной фазы обмотки (ср. § K3a). Здесь, а также на последних осциллограммах § 3b (фиг. 38 и 39a и b) положительные значения ЭДС и напряжений отложены вверх, а положительные значения токов — вниз, ибо иначе в некоторых случаях кривые тока и напряжения отчасти совпадали бы. С целью подчеркнуть это обстоятельство, кривые якорных токов помечены символом $-i_1$, а не i_1. Масштаб времени приведенных здесь осциллограмм одинаков, поэтому по частоте якорного тока легко судить о частоте высших гармоник в цепи возбуждения полюсов.

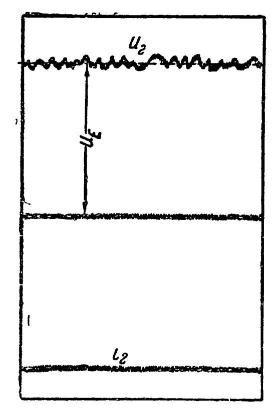


Фиг. 30a.

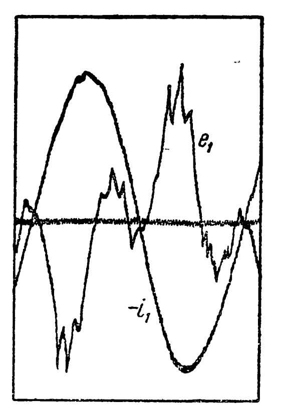


Фиг. 30b.

Фиг. 30. a) Роторный ток i_2 и роторное напряжение u_2. b) Статорный ток i_1 и ЭДС e_1 машины с цилиндрическим, набранным из листов ротором при трехфазном коротком замыкании.



Фиг. 31a.



Фиг. 31b.

Фиг. 31. a) Роторный ток i_2 и роторное напряжение u_2. b) Статорный ток i_1 и ЭДС e_1 машины с явно выраженными полюсами и массивными полюсными наконечниками при трехфазном коротком замыкании.

У машин с массивными индукторами или с демпферной обмоткою колебания поля почти целиком заглушаются и на постоянный ток в обмотке возбуждения налагается только очень слабый, зачастую еле заметный переменный ток. На фиг. 31a изображены роторный ток i_2 и роторное напряжение u_2, на фиг. 31b статорный ток i_1 и статорная ЭДС e_1 для одной четырехполюсной машины с явно выраженными полюсами, мощностью 3 kVA трехфазно замкнутой накоротко, имевшей массивные полюсные наконечники, но не имевшей демпферной обмотки.

Здесь отношение „активного“ полного тока якоря к результирующему составляло около 10. В кривой роторного напряжения u_2 (фиг. 31а) фигурируют сильные гармоники, обусловленные наличием впадин. Гармоника шестикратной частоты, обусловленная колебаниями кривой возбуждения статорного поля, проявляется в этой осциллограмме незначительно; в кривой роторного тока i_2 она практически отсутствует.

b. Кривая поля. Чтобы показать на практическом примере влияние колебаний во времени кривой возбуждения поля якорной обмотки на кривую поля, определены были кривые поля для различных моментов, у трехфазной машины с явно выраженными полюсами, по способу, изложенному в § D 5. При этом было предположено, что: полюсный наконечник имеет форму, обеспечивающую на его протяжении синусоидальность кривой поля при холостом ходе и бесконечно большой проницаемости железа; отношение полюсной дуги к полюсному делению $b_p/\tau = 0{,}7$; отношение длины воздушного промежутка под серединою полюса к полюсному делению $\delta_0/\tau = 0{,}015$; отношение линейной нагрузки якоря к амплитуде основной волны индукции в воздушном промежутке $A/B_1 = 0{,}048$ A/cm. G; отношение магнитного напряжения вдоль воздушного промежутка и якоря к магнитному напряжению вдоль воздушного промежутка $U_R/2U_L = 1{,}07$; угол сдвига фаз между якорным током и продольной ЭДС $\psi = 50°$, что соответствует углу сдвига фаз $\varphi \approx 45°$ между током и напряжением на зажимах.

Результаты представлены на фиг. 32а — с в предположении целого числа впадин на полюс и фазу $q = 2$, 6 и ∞. Тонко вычерченные кривые изображают результирующие кривые поля в моменты t, равные 0, $\frac{1}{24}T$, $\frac{2}{24}T$ и $\frac{3}{24}T$ в том предположении, что на них не оказывает заглушающего действия изменение во времени кривой возбуждения якорного поля. Толще вычерченные кривые действительны при предположении, что активна только основная волна кривой возбуждения якорного поля. Мы видим, что кривая поля колеблется около некоторого среднего значения, которое в основном равно кривой поля, получающейся без учета высших гармоник кривой возбуждения якорного поля. Эти колебания порождают переменный ток 6-кратной основной частоты, налагающийся на постоянный ток в обмотке индуктора. Отклонение каждой из этих кривых поля от указанного среднего значения тем меньше, чем большее число впадин q приходится на полюс и фазу.

с. Заглушение высших гармоник. Под воздействием вихревых токов, индуктируемых в массивных полюсах, или токов в демпферной обмотке, если ею снабжены полюса, колебания в кривой поля отчасти заглушаются. В дальнейшем мы постараемся определить степень этого заглушения.

Если цилиндрический ротор машины с неявно выраженными полюсами или полюсные наконечники машины с явно выраженными полюсами массивны, но не имеют особой демпферной обмотки, то в отношении высших гармоник кривой возбуждения якорного поля машина ведет себя как основанный на действии тормоз с массивною вторичною частью, и тогда степень заглушения можно вычислить по данной Рюденбергом теории таких тормозов [Л 21]. Для этого мы можем воспользо-

ваться вторым из уравн. (56а) с сокращениями по уравн. (59) [Л 21], приняв для τ полюсное деление **высшей** гармоники. Считая, что на поверхности индуктора относительная проницаемость равна $\mu = 2000$, что удельное сопротивление полюсных наконечников $\rho = 0{,}1\Omega$ mm²/m и что длина воздушного промежутка $\delta = 0{,}015\tau$ вдоль окружности якоря не изменяется, мы получаем, при частоте переменного тока 50Hz, сгруппированные в таблице 1 соотношения между действительною и фиктивною амплитудой для различных высших гармоник и полюсных делений для основной волны. Таким образом, значительного заглушения можно ждать только при больших полюсных делениях. Волны 3 и 9 не учтены нами в этой сводке, потому что они отсутствуют в кривой возбуждения поля трехфазной обмотки. Впрочем, в кривой поля эти волны могут образоваться под влиянием явлений насыщения в железе, но тогда они неподвижны относительно полюсов.

Таблица 1.

Отношение k_D между действительною и фиктивною амплитудою индукции при массивных индукторах и при отсутствии демпферной обмотки.

τ в cm	$\nu =$		
	5	7	11
25	0,850	0,919	0,954
50	0,730	0,846	0,910
100	0,561	0,726	0,828

Очень часто ротор снабжается демпферной обмоткой, сходною с короткозамкнутым беличьим колесом индукционного двигателя. Чтобы в этом случае оценить степень заглушения высших гармоник, мы допустим, что длина воздушного промежутка вдоль окружности якоря не изменяется, что проницаемость железа бесконечно велика и что активное сопротивление состоящей из очень многих стержней демпферной обмотки ничтожно мало по сравнению с реактивным сопротивлением рассеяния. Возбуждаемая якорною обмоткою фиктивная гармоника индукции ν-ого порядка с амплитудою B'_ν индуктирует в одном стержне ЭДС, эффективное значение которой

$$E'_\nu = \frac{l_i v'_\nu}{\sqrt{2}} B'_\nu. \tag{100a}$$

Если обозначить через B''_ν фиктивную амплитуду индукции, возбуждаемой в воздушном промежутке демпферными токами ν-ой волны, то индуктируемая ею в одном демпферном стержне ЭДС равна:

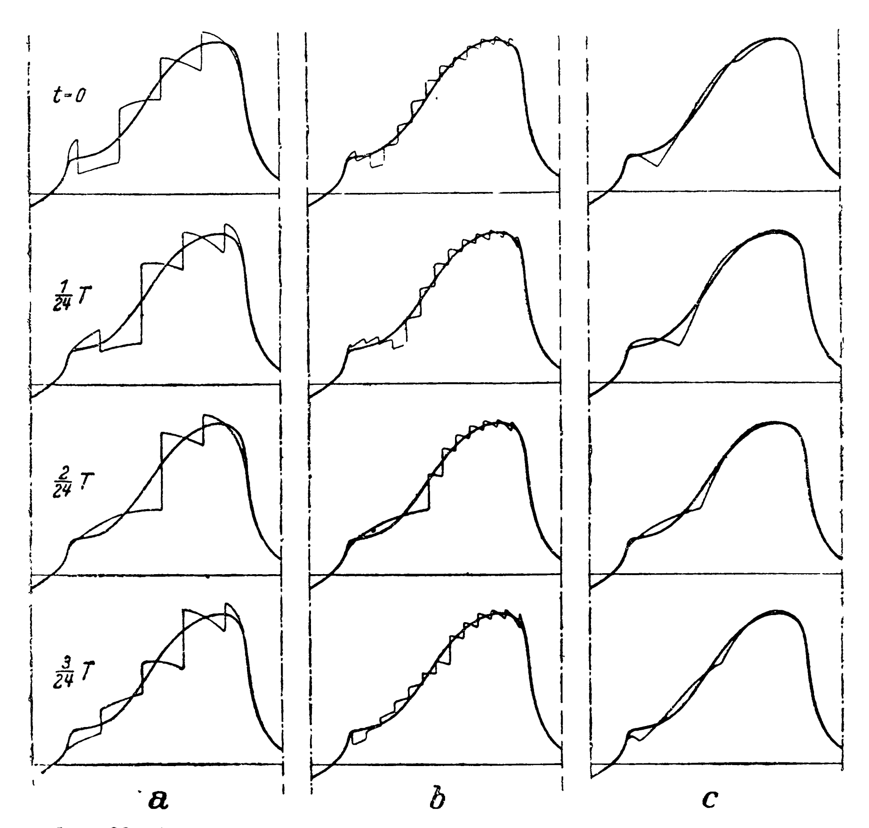
$$E''_\nu = \frac{l_i v'_\nu}{\sqrt{2}} B''_\nu. \tag{100b}$$

Для каждого демпферного стержня, обтекаемого током I_ν, должно быть действительно уравнение:

$$E'_\nu - E''_\nu = \frac{l_i v'_\nu}{\sqrt{2}}(B'_\nu - B''_\nu) = X_N I_\nu, \qquad (100)$$

где согласно уравн. (374c) тома I, при $f_\nu = \frac{\nu v'_\nu}{2\tau}$

$$X_N = \frac{\pi\nu v'_\nu}{\tau}\Pi_0 l_i \lambda_N \qquad (101a)$$



Фиг. 32. Кривая поля у машины с явно выраженными полюсами при $q=2$ (a), $q=6$ (b) и $q=\infty$ (c) в различные моменты t. Более тонкие кривые действительны, когда мы пренебрегаем заглушением высших гармоник, более толстые — при полном заглушении высших гармоник в кривой возбуждения поля якорной обмотки.

означает реактивное сопротивление рассеяния одного стержня (реактивным сопротивлением замыкающих колец пренебрегаем). Алгебраическое вычитание фиктивных ЭДС в данном случае допустимо, потому что мы пренебрегли активным сопротивлением демпферной обмотки.

Амплитуда полного тока демпферных токов для одного полюсного деления равна:

$$\Theta_\nu = \frac{\sqrt{2}\, I_\nu}{t}\, \frac{2}{\pi}\, \frac{\tau_i^2}{\nu}, \tag{101b}$$

где t означает шаг впадин демпферной обмотки, и следовательно,

$$B''_\nu = \frac{\Pi_0}{2\delta}\Theta_\nu = \frac{\Pi_0 \sqrt{2}\, I_\nu \tau}{\pi\nu\delta t}. \tag{101c}$$

Если мы в уравн. (100) введем X_N по уравн. (101a) и I_ν по уравн. (101c), то, положив

$$\sigma_D = \pi^2 \nu^2 \frac{t}{\tau}\, \frac{\delta}{\tau} \lambda_N, \tag{101d}$$

найдем отношение действительной амплитуды B_ν к фиктивной амплитуде B'_ν

$$k_D = \frac{B_\nu}{B'_\nu} = \frac{B'_\nu - B''_\nu}{B'_\nu} = \frac{\sigma_D}{1+\sigma_D}. \tag{101}$$

Заглушение тем совершеннее, чем меньше коэфициент рассеяния σ_D, то-есть чем меньше порядковое число волны ν. Если мы возьмем, например, $\tau/t = 9$ демпферных стержней на одно полюсное деление, то при $\delta/\tau = 0{,}015$ и $\lambda_N = 2$ амплитуда волны 5 составляет 45%, волны 7 — 62% и волны 11 — 80% от соответственной фиктивной амплитуды B'_ν. Гармоники более высокого порядка заглушаются в незначительной степени уже вследствие того, что шаг впадин у демпферной обмотки сам по себе велик.

Мы видим, таким образом, что в случае применения демпферной обмотки гармоники невысокого порядка ν заметно заглушаются вихревыми токами в индукторе и что у машин без демпферной обмотки заглушение их очень незначительно.

3. Однофазная машина.

а. Полный ток якоря. При однофазной якорной обмотке кривая возбуждения якорного поля представляет собою стоячую пульсирующую волну, основная гармоника которой может быть разложена, согласно сказанному в томе I, § II D 2, на две синусоидальные кривые возбуждения половинной амплитуды, перемещающиеся в противоположных направлениях с синхронной скоростью [ср. в томе I уравн. (172) с (173)]. Высших гармоник, как и у многофазной машины, мы не принимаем во внимание. Для каждой из обеих вращающихся кривых возбуждения поля имеет силу уравн. (96), если положить $m = 1$:

$$U = \frac{\sqrt{2}}{\pi}\, \frac{w_1 \xi_1}{p} I_1 = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \tau \xi_1 A_{cp}. \tag{102}$$

Здесь для ξ_1 нужно подставить обмоточный коэфициент основной гармоники однофазной якорной обмотки. Средняя эффективная линейная

нагрузка A_{cp} у однофазной машины, обмотка якоря которой обычно расположена не по всей его длине окружности, а приблизительно на протяжении двух третей, уже не равна истинной эффективной линейной нагрузке A. Если на протяжении каждого полюсного деления обмотана дуга $\gamma\tau$, то

$$A = \frac{w_1 I_1}{\gamma p \tau} \tag{102a}$$

и

$$A_{cp} = \gamma A. \tag{102b}$$

Амплитуда стоячей пульсирующей волны кривой возбуждения поля вдвое больше каждой из двух вращающихся в противоположные стороны кривых возбуждения. Между амплитудами полного тока якоря и одной из вращающихся кривых возбуждения якорного поля существует, таким образом, соотношение

$$\Theta_A = 4U, \tag{103}$$

и при

$$g = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{w_1 \xi_1}{p} \tag{104a}$$

$$\Theta_A = 2gI_1. \tag{104}$$

Вращающуюся в направлении полюсного колеса и создаваемую половинным полным током якоря кривую возбуждения мы будем называть прямою кривой возбуждения; относительно полюсов она при работе машины неподвижна и поэтому проявляет себя совершенно так же, как у многофазных машин. Вращающаяся в противоположном направлении кривая возбуждения, которую мы называем обратною или инверсною кривою возбуждения, имеет относительно полюсов двойную синхронную скорость. Вследствие наличия обратной кривой возбуждения, реакция якоря однофазной машины отличается от реакции якоря многофазной машины.

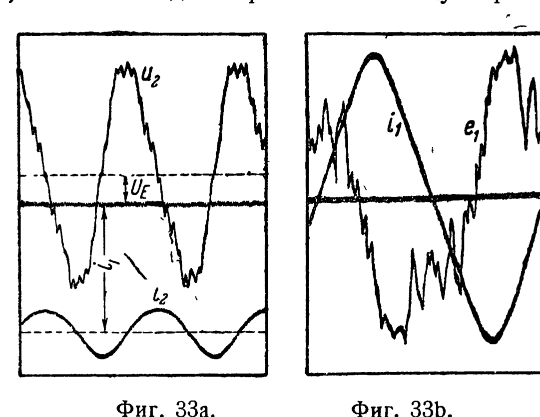
b. Реакция обратной кривой возбуждения поля. Допустим сначала, что индуктор состоит из изолированных друг от друга листов, так что поле, возбуждаемое обратною кривою возбуждения якорного поля, не может заглушаться вихревыми токами в железе индуктора.

Возникающее при нагрузке однофазной машины обратное вращающееся поле, обладая удвоенной синхронной скоростью относительно полюсов, индуктирует тогда в обмотке возбуждения полюсов переменный ток двойной частоты. Этот переменный ток возбуждает неподвижное относительно полюсов фиктивное переменное поле, колеблющееся с двойною частотой. Мы можем его разложить на два вращающихся поля с половинной амплитудой, из которых одно движется в направлении движения полюсов, другое в обратном направлении, оба — с удвоенной синхронной скоростью относительно полюсов.

Обратное поле, возбуждаемое индукторным током удвоенной частоты, обладает по отношению к якорной обмотке такою же скоростью, как обратное якорное поле, возбуждающее ток двойной частоты в индукторе и более или менее его заглушает. Прямое поле обладает по отношению к якорю трехкратною синхронною скоростью

и индуктирует в якорной обмотке ток тройной частоты. Этот ток может возникать и в таких якорных обмотках, у которых обмоточный коэфициент для третьей гармоники равен нулю, ибо период кривой поля, создаваемой обмоткою возбуждения, равен двойному полюсному делению машины, так что возникающие при этом ЭДС-ы и токи тройной частоты определяются обмоточным коэфициентом основной волны.

Стоячую пульсирующую волну, возбуждаемую током тройной частоты в якорной обмотке, мы снова разлагаем на два противоположных по направлению вращающихся поля, из которых прямое обладает по отношению к полюсам удвоенной синхронной скоростью, то-есть такою же скоростью, какою обладает прямое поле индукторной обмотки, воз-



Фиг. 33a. Фиг. 33b.

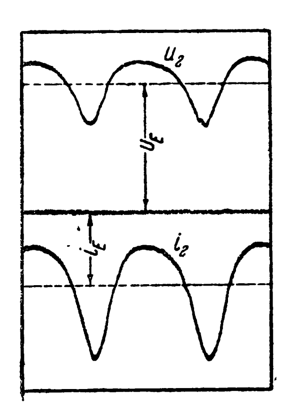
Фиг. 33 a) Роторный ток i_2 и роторное напряжение u_2 b) Статорный ток i_1 и статорная ЭДС e_1 у машины с цилиндрическим набранным из листов ротором (с неявно выраженными полюсами) при двухполюсном коротком замыкании с дроссельною катушкою в цепи ротора.

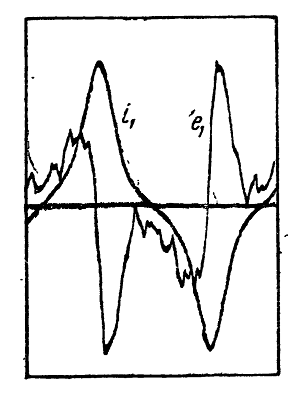
буждающее якорный ток тройной частоты, благодаря чему последнее ослабляется. Обратное вращающееся поле, возбуждаемое третьей гармоникой якорного тока, обладает четырехкратною синхронною скоростью по отношению к полюсам и индуктирует в их обмотке ток четырехкратной частоты.

Каждая гармоника тока в одной из обеих обмоток, ротора и статора, вызывает, таким образом, в другой обмотке гармонику следующего высшего порядка, так что в якорной (статорной) обмотке возникают все гармоники нечетного, а в индукторной (роторной) обмотке все гармоники четного порядка, причем однако их амплитуды, вследствие взаимного рассеяния и под влиянием активных сопротивлений обоих контуров тока, быстро убывают по мере увеличения порядкового числа. Поэтому якорный ток, под влиянием реакции якоря однофазной машины, у которой в индукторе заглушается только продольное поле, уже не синусоидален, а индукторный ток не постоянен во времени, а колеблется с периодом, соответствующим двойной частоте. Индуктируемая в якорной обмотке ЭДС тоже отклоняется от синусоиды, если даже при холостом ходе

она синусоидальна. Математический анализ этих процессов будет изложен в § F4.

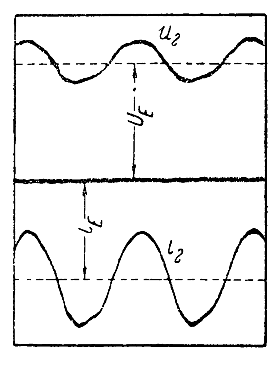
Осциллограммы фиг. 33 и 34 a и b изображают роторный ток i_2, напряжение u_2 на зажимах роторной обмотки, статорный ток i_1 и ЭДС e_1 статорной обмотки, измеренную при помощи вспомогательной катушки в воздушном промежутке, распределенной так же, как статорная обмотка у синхронной машины, работающей при однофазном двухполюсном коротком замыкании; они сняты на той же машине (фиг. 29), что

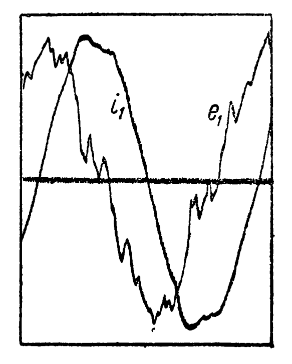




Фиг. 34a. Фиг. 34b.

Фиг. 34. Условия — как на фиг. 33, но без дроссельной катушки в цепи ротора.



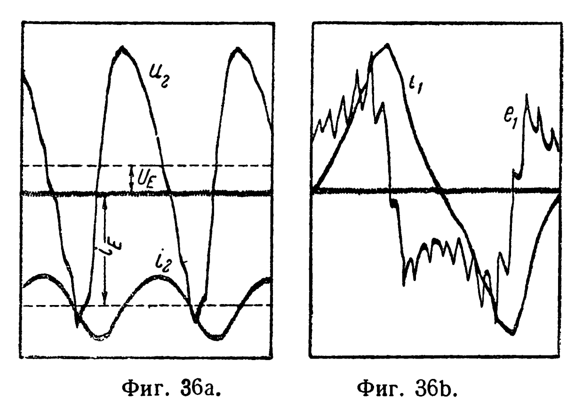


Фиг. 35a. Фиг. 35b.

Фиг. 35. Условия — как на фиг. 34, но с короткозамкнутой поперечной обмоткою в роторе.

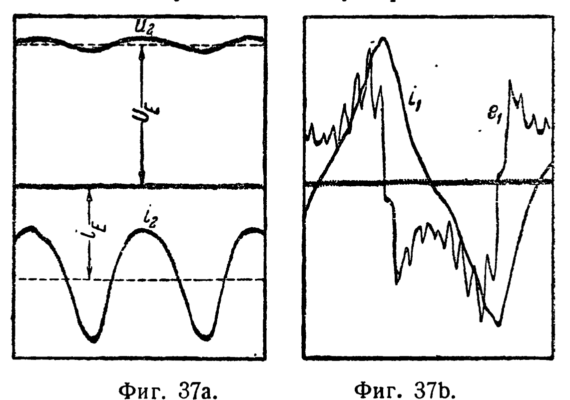
и осциллограммы фиг. 30. Фиг. 33a и b соответствуют очень большому кажущемуся сопротивлению в цепи возбуждения полюсов (между обмоткой возбуждения и источником постоянного тока помещена дроссельная катушка). Колебания тока возбуждения i_2 относительно невелики, колебания же напряжения u_2 на концах обмотки возбуждения очень велики. Статорный ток и налагающиеся на средние значения (значения постоянного тока) переменные токи в цепи возбуждения полюсов отклоняются незначительно от синусоиды, потому что высшие

гармоники, вследствие большой индуктивности цепи возбуждения, могут проявляться лишь незначительно. Фиг. 34a и b относятся к случаю небольшого кажущегося сопротивления (обмотка возбуждения непосредственно присоединена к источнику постоянного тока). Колебания роторного тока тут значительно больше, а колебания напряжения на концах обмотки возбуждения меньше, чем на фиг. 33a. Статорный ток



Фиг. 36a. Фиг. 36b.

Фиг. 36. a) Роторный ток i_2 и роторное напряжение u_2. b) Статорный ток i_1 и статорная ЭДС e_1 у машины с явно выраженными полюсами и массивными полюсными наконечниками при двухполюсном коротком замыкании с дроссельной катушкою в цепи ротора.



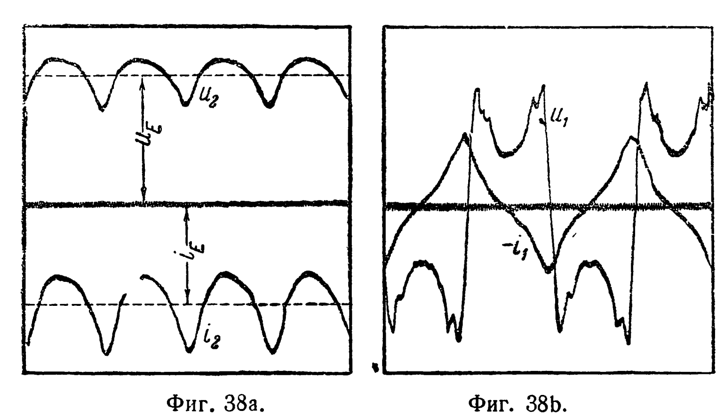
Фиг. 37a. Фиг. 37b.

Фиг. 37. Условия — как на фиг. 36, но без дроссельной катушки в цепи ротора.

и налагающиеся на среднее значение величины переменного тока в цепи возбуждения полюсов значительно отклоняются от синусоиды под влиянием высших гармоник.

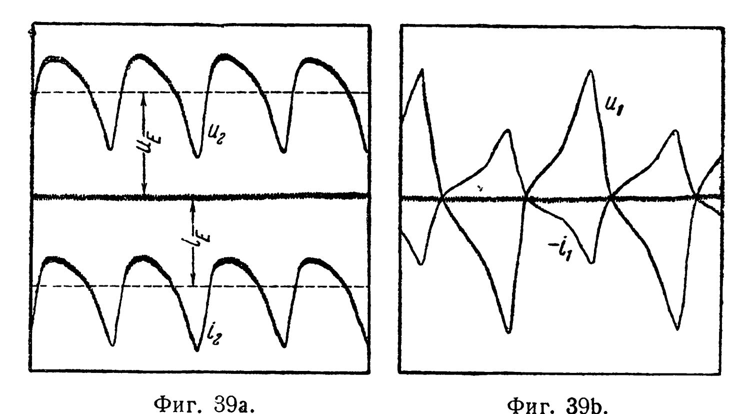
Чтобы показать, какое влияние имеет заглушение обратного поля в направлении, поперечном к оси обмотки возбуждения, на форму кривых токов и напряжений, поместим на ротор замкнутую на себя обмотку, ось которой сдвинута на половину полюсного деления относительно обмотки возбуждения. Для этой цели воспользуемся ротором индук-

ционного двигателя (фиг. 29) и замкнем накоротко те две фазы, которыми мы до сих пор не пользовались. Кривые роторного тока i_2, роторного напряжения u_2, статорного тока i_1 и статорной ЭДС e_1 при коротком замыкании статора показаны на фиг. 35a и b для того случая, когда обмотка возбуждения присоединена непосредственно к источнику постоянного тока. Все колеблющиеся величины близки теперь к сину-



Фиг. 38a. Фиг. 38b.

Фиг. 38. a) Роторный ток i_2 и роторное напряжение u_2. b) Статорный ток i_1 и статорное напряжение u_1 у машины с цилиндрическим, набранным из листов ротором при однофазной индуктивной нагрузке, без добавочного сопротивления в цепи ротора.



Фиг. 39a. Фиг. 39b.

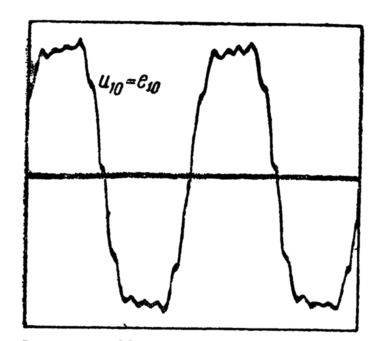
Фиг. 39. Условия — как на фиг. 38, но с неиндуктивной нагрузкой и при соответственном добавочном сопротивлении в цепи ротора.

соиде, но не вполне с нею совпадают, потому что рассеяние демпферной обмотки относительно велико.

Обратное вращающееся поле наиболее совершенным образом можно заглушать при помощи мощной демпферной обмотки, поместив ее на роторе и выполнив ее по типу короткозамкнутого беличьего колеса индукционного двигателя. Снабженная такою демпферною

обмоткою однофазная машина в основном обладает свойствами трехфазной машины.

У машин с массивными индукторами обратное поле в большой своей части заглушается теми вихревыми токами, которые индуктируются в массивных металлических частях. В виде примера на фиг. 36 и 37a и b показаны осциллограммы машины с явно выраженными полюсами и массивными полюсными наконечниками, той самой, для которой сняты осциллограммы фиг. 31, причем, однако, замкнуты накоротко были только два зажима соединенной в звезду статорной обмотки. Фиг. 36a и b сняты при очень слабом заглушении продольного поля (дроссельная катушка в цепи возбуждения), фиг. 37a и b — при значительно более сильном заглушении продольного поля (обмотка возбуждения присоединена непосредственно к источнику постоянного тока). Сравнение фиг. 36 и 37 показывает нам, что вследствие заглушения продольного поля колебания роторного тока становятся больше, а колебания напряжения значительно меньше, но что заглушение продольного поля имеет здесь незначительное влияние на изменение во времени тока i_1 и ЭДС e_1 в цепи статора.



Фиг. 40. Напряжение холостого хода u_{10} той же машины, для которой сняты осциллограммы, показанные на фиг. 38 и 39.

Колебания роторного напряжения и роторного тока значительно менее заметны при нормальном режиме, чем при коротком замыкании, потому что постоянное напряжение возбуждения постоянным током U_E и ток возбуждения i_E при нагрузке больше. В остальном кривые тока и напряжения в цепи ротора не на много расходятся с кривыми, соответствующими короткому замыканию. Напряжение на зажимах однофазной машины без демпферной обмотки сильно искажено при нагрузке по сравнению с напряжением на зажимах при холостом ходе.

Чтобы показать это, на фиг. 38a сняты роторное напряжение и роторный ток, на фиг. 38b статорное напряжение и статорный ток при чисто индуктивной нагрузке и без добавочного сопротивления в цепи возбуждения у машины по фиг. 29 при нагрузке одной фазы. На фиг. 39a и b показаны соответственные кривые при неиндуктивной нагрузке и том же напряжении на зажимах, причем ток возбуждения ослаблен добавочным сопротивлением. Во всех этих случаях, как и при снятии осциллограмм фиг. 30, 33, 34 и 35, статорный ток был равен номинальному току, а именно 10 А. На фиг. 40 показано еще напряжение на зажимах при холостом ходе. На фиг. 38, 39 и 40 напряжение на зажимах составляло около 0,6 от номинального напряжения. Обращает на себя внимание сильно искаженное напряжение на зажимах u_1 на фиг. 38b и 39b В § F 4 мы теоретически установим характер кривых фиг. 38b.

c. Заглушение обратного поля. Чтобы судить о степени заглушения обратного поля в однофазной машине, предположим, что индуктор не снабжен особою демпферной обмоткою, и пренебрежем также заглушением продольного поля контуром обмотки возбуждения.

Как и в § 2с, мы предполагаем при этом, что имеем дело с массивным цилиндрическим ротором, в отношении обратного вращающегося поля действующим как массивный тормоз, основанный на действии вихревых токов. Относительную проницаемость на поверхности ротора мы полагаем равною $\mu = 2000$, удельное сопротивление железа $\rho = 0{,}1\ \Omega\ \mathrm{mm^2/m}$ и длину воздушного промежутка $\delta = 0{,}015\ \tau$. По уравнению (56а) [Л 21] мы получаем тогда для частоты 50 Hz приведенные в нижеследующей сводке отношения k_D истинной амплитуды обратного поля B_g к фиктивной амплитуде B_g', которая имела бы место при отсутствии заглушения:

$$\left.\begin{array}{lllll} \tau = 12{,}5 & 25 & 50 & 100\ \mathrm{cm} \\ k_D = 0{,}402 & 0{,}242 & 0{,}134 & 0{,}0707 \end{array}\right\} \qquad (105)$$

В литературе можно иногда встретить почерпнутые из опыта указания, что у однофазных машин с массивными индукторами, но без демпферной обмотки, обратное вращающееся поле заглушается приблизительно до 20%. Согласно нашей сводке это происходит приблизительно при $\tau = 30$ cm.

При очень больших τ можно при наших допущениях и единицах измерения написать:

$$k_D = \frac{B_g}{B_g'} = \frac{\pi}{2}\frac{\delta}{\tau}\frac{1}{\tau}\sqrt{500\mu\rho} = \frac{7{,}4}{\tau}; \qquad (105a)$$

при $\tau \geqslant 25$ cm получается:

$$k_D \approx \frac{6{,}6}{\tau} \qquad (105b)$$

с погрешностью, меньшей, чем $\pm 10\%$.

Если индуктор снабжен демпферной обмоткой по типу короткозамкнутого беличьего колеса индукционного двигателя, то обратное поле заглушается почти совершенно. Приведенное в § 2с уравнение действительно и для этого случая, если пренебречь активным сопротивлением демпферного стержня по сравнению с его реактивным сопротивлением рассеяния и положить для v_ν' в урав. (100), (100а и b) и (101а) относительную скорость обратного поля равною $v_g' = 2v_1$, в остальном же считать $\nu = 1$, ибо обратное поле имеет полюсное деление основной волны. Тогда получается

$$\sigma_D = \pi^2 \frac{t}{\tau}\frac{\delta}{\tau}\lambda_N, \qquad (106)$$

и мы можем по уравн. (101) вычислить отнесенную к фиктивной амплитуде B_g' истинную амплитуду B_g обратного вращающегося поля. Если снова положить, как в § 2с, $\tau/t = 9$, $\delta/\tau = 0{,}015$ и $\lambda_N = 2$, то получается $k_D = B|_g'B_g = 0{,}032$. Обратное вращающееся поле заглушается здесь, следовательно, до 3,2%, так что практически оно уже еле заметно, и однофазная машина с демпферной обмоткой в основном обладает свойствами многофазной машины.

Столь энергичное заглушение обратного поля однофазной машины, в отличие от высших гармоник поля многофазной машины, объясняется

большим полюсным делением, которым обладает обратное поле однофазной машины по сравнению с полюсными делениями высших гармонических волн многофазной машины.

4. Положение кривой возбуждения якорного поля относительно полюсов.

После того, как мы в §§ 1 и 2 свели кривую возбуждения якорного поля к синусоидальной волне, неподвижной относительно полюсов, рассмотрим, какое положение эта волна относительно них занимает. В то время, как у машины постоянного тока положение кривой возбуждения якорного поля относительно полюсов зависит от положения щеток, здесь это положение зависит от фазы якорного тока.

Индуктируемая в одном якорном проводнике полем полюсов ЭДС достигает максимального значения, когда этот проводник оказывается под серединою полюса. Если якорный ток совпадает по фазе с индуктированной ЭДС, то и он в этот момент достигает максимального значения. Кривая возбуждения относительно линейной нагрузки, а следовательно, и амплитуда ее относительно середины полюса, сдвинута на половину полюсного деления, отставая в своем вращении от полюсного колеса. Этот случай представлен на фиг. 41c, причем обмотка предположена с одной впадиной на полюс и фазу и показана только та фаза якорной обмотки, в которой ток имеет максимальное значение. Мы имеем здесь чисто поперечный полный ток якоря, совершенно так же, как у машины постоянного тока, щетки которой находятся в геометрически нейтральной зоне. У машины с явно выраженными полюсами реакция якоря выражается в искажении поля под полюсными наконечниками.

В общем случае ток сдвинут по фазе на угол относительно ЭДС, индуктированной фиктивным полем полюсов. В дальнейшем положительный угол всегда будет означать отставание тока. Отставание тока от ЭДС на угол ψ имеет следствием то, что максимальное значение тока возникает спустя время

$$t=\frac{\psi}{2\pi}T$$

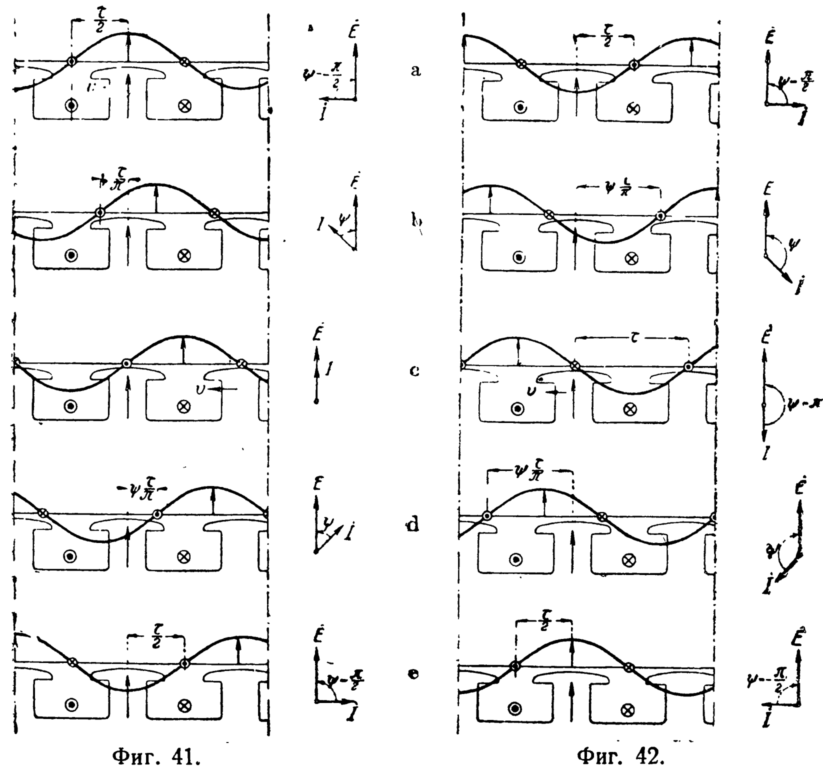
после того, как сторона катушки оказалась под серединою полюса. За это время t ротор повернулся на дугу

$$x=2\tau\frac{t}{T}=\psi\frac{\tau}{\pi}.$$

Положение ротора и кривой возбуждения якорного поля при углах $\psi=\pi/4$ и $\psi=\pi/2$ показано на фиг. 41d и e. При опережающем токе (фиг. 41c) кривая возбуждения опережает на дугу, соответствующую углу опережения, то свое положение, которое она занимает при равенстве фаз тока и ЭДС (фиг. 41a и b). В случаях, представленных на фиг. 41a и e, получается чисто продольный полный ток якоря, который при опережающем токе (фиг. 41a) действует в направлении полного тока индуктора (дополнительное намагничивание), а при отстающем токе (фиг. 41e) — в противоположном направлении (размагничивание).

Представленные на фиг. 41a—e случаи соответствуют генераторной работе, отнесенной к той ЭДС, которая индуктируется фиктивным

полем индуктора („внутренняя мощность“), так как $-\frac{\pi}{2} < \psi < \frac{\pi}{2}$. При $\frac{\pi}{2} < \psi < -\frac{\pi}{2}$ машина работает как двигатель, и для этого режима работы положение кривой возбуждения поля относительно полюсов показано на фиг. 42a—e. На фиг. 42c угол сдвига фаз $\psi = \pi$; фиг. 42a и b относятся к отстающему току, фиг. 42d и e — к опережающему току, причем опережение и отставание отнесены к тупому углу ψ[1]



Фиг. 41 и 42. Положение кривой возбуждения якорного поля относительно ротора; фиг. 41 — при генераторном режиме, фиг. 42 — при двигательном режиме, по отношению к внутренней мощности.

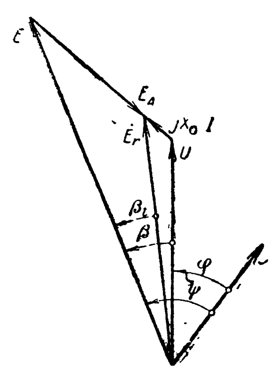
Однако, обычно работу машины в качестве генератора и двигателя относят не к внутренней, а внешней мощности — к мощности сети. Тогда режим работы машины (генераторный или двигательный) определяется не углом ψ, а углом сдвига фаз φ между током I и напряжением сети $\dot{U}$. Какие значения могут принимать угол ψ и положение кривой

[1] Часто понятие опережения и отставания относят к острому углу $\psi' = \pi - \psi$ у двигателя, образуемому током $I' = -I$ с ЭДС. В таком случае при двигателе фиг. 42a и b относятся к опережающему, а фиг. 42d и e к отстающему току.

возбуждения якорного поля относительно полюсов при практически встречающихся углах сдвига фаз φ, — будет выяснено в следующем параграфе.

5. Величина углов сдвига фаз φ и ψ при неизменном токе.

Чтобы получить представление о том, какое положение относительно друг друга занимают кривая возбуждения якорного поля, кривая возбуждения полюсов и результирующая кривая возбуждения, когда при неизменном токе, неизменном напряжении на зажимах и переменном возбуждении полюсов угол сдвига фаз φ между током и напряжением на зажимах изменяется, представим себе машину с цилиндрическим ротором, обмотка которого возбуждает синусоидальную кривую поля, и допустим, что магнитная характеристика прямолинейна, так что между токами, полями, которые ими возбуждаются, и ЭДС-ами, которые этими полями индуктируются, существует пропорциональность. Если мы еще пренебрежем здесь для упрощения активным сопротивлением якорной обмотки, которое всегда мало, то получим представленную на фиг. 43 диаграмму, построенную для работы машины в качестве генератора, при отставании тока от напряжения на зажимах (φ положителен). Здесь X_σ — реактивное сопротивление рассеяния якорной обмотки, $\dot{E}_A$ — ЭДС, индуктированная фиктивным полем реакции якоря, $\dot{E}$ — ЭДС, индуктированная фиктивным полем полюсов, и E_r — результирующая ЭДС, индуктированная в якорной обмотке результирующим полем, действующим в воздушном промежутке. Обозначим через β угол сдвига фаз между $\dot{U}$ и $\dot{E}$, через β_i — между $\dot{E}_r$ и $\dot{E}$. Угол β_i равен также пространственному углу сдвига фаз, образуемому кривой возбуждения обмотки полюсов и результирующей кривой возбуждения поля; $\psi + \frac{\pi}{2}$ — временной угол сдвига фаз, образуемый ЭДС $\dot{E}_A$ с ЭДС $\dot{E}$ и равный пространственному углу сдвига фаз между кривыми возбуждения якорного и индукторного полей. Соответственные пространственные углы мы получаем посредством деления углов сдвига фаз на число пар полюсов машины p.

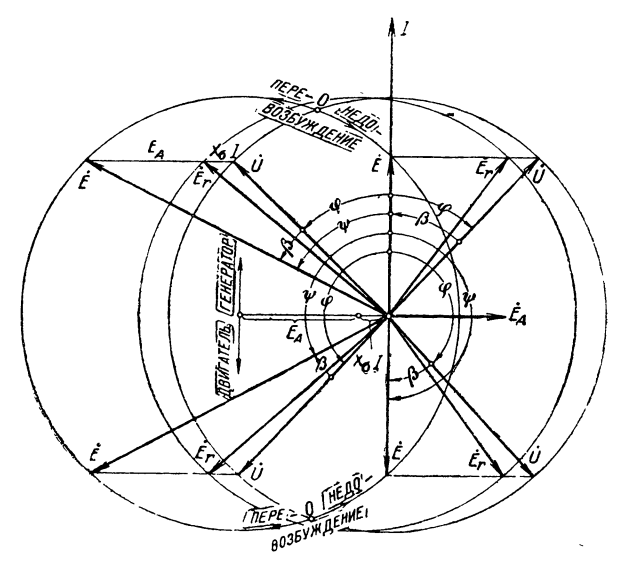


Фиг. 43. Диаграмма напряжений при генераторном режиме; активное сопротивление не принято во внимание.

Мы будем различать здесь два случая **диаграммы для неизменной кажущейся мощности при неизменном напряжении на зажимах и изменяющемся возбуждении полюсов**. В первом случае пусть будет $E_A + X_\sigma I < U$, как у большинства машин с явно выраженными полюсами при номинальном токе, а вообще у всякой машины при достаточно малой нагрузке. Во втором случае пусть будет $E_A + X_\sigma I > U$, как это обычно бывает при номинальном

токе у турбогенераторов, обладающих относительно большою реакцией якоря, а у остальных машин при достаточно большой перегрузке.

Если мы считаем неизменным вектор тока $\dot{I}$, то неизменен также по величине и направлению вектор ЭДС $\dot{E}_A$, индуктируемой фиктивным полем реакции якоря. Он отстает на $^1/_4$ периода от вектора тока. При изменении угла сдвига фаз φ концы векторов $\dot{U}$, $\dot{E}_r$ и $\dot{E}$ перемещаются по представленным на фиг. 44 а и b окружностям, радиус которых равен U. Когда вектор $\dot{E}$ попадает в точки, отмеченные 0,



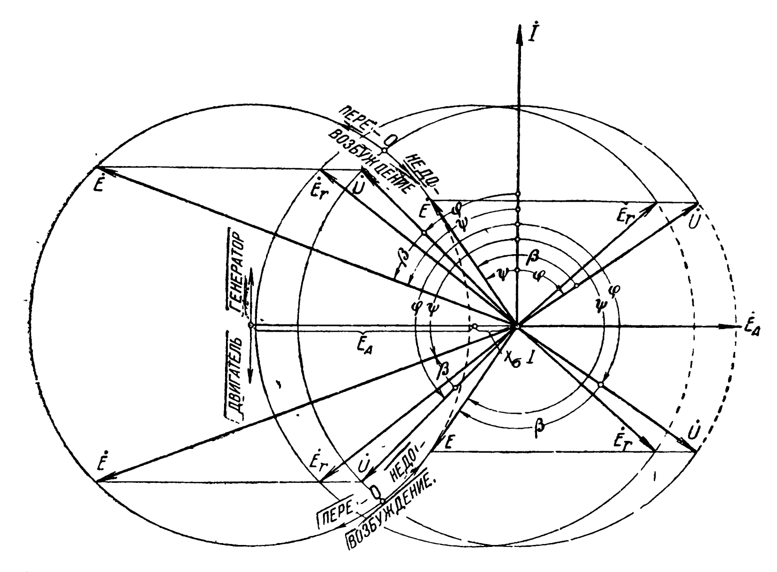
Фиг. 44а. Диаграмма напряжений при неизменной кажущейся мощности, неизменном напряжении на зажимах и изменяющемся полном токе ротора.
$E_A + X_\sigma I < U$.

т. е. в те точки, в которых окружности для $\dot{U}$ и $\dot{E}$ пересекаются, то $E = U$, иными словами — полюса возбуждены так же, как при холостом ходе. В области левой части окружности E, считая от 0, $E > U$, а поэтому данную область мы называем работою с перевозбуждением, в области правой части $E < U$, и мы эту область называем работою с недовозбуждением.

Фиг. 44а относится к случаю $E_A + X_\sigma I < U$, причем отношение $(E_A + X_\sigma I) : U$ предположено таким, какое приблизительно имеет место при номинальном токе у машин с явно выраженными полюсами. Как для работы в качестве двигателя, так и для работы в качестве генератора вычерчено по две диаграммы. Одна относится к перевозбуждению при $|\cos\varphi| = 0{,}7$, другая к недовозбуждению при $|\cos\varphi| = 0{,}73$. В этом последнем случае $\dot{I}$ и $\dot{E}$ у генератора совпадают по фазе, а у двигателя сдвинуты между собою на угол π. Тогда угол $|\beta|$ достигает максималь-

ного значения. Только тогда, когда при номинальной мощности и недовозбуждении $|\cos\varphi|$ становится меньше 0,73, ток $\dot{I}$ опережает по фазе ЭДС $\dot{E}$, иными словами, отрицателен, если мы измеряем ψ так, что $0° \leqslant |\psi| \leqslant 180°$.

Фиг. 44b относится к случаю $E_A + X_\sigma I > U$, причем отношение $(E_A + X_\sigma I) : U$ предположено обычным для турбогенераторов при номинальном токе. Мы увидим ниже, что при тупом угле между $\dot{U}$ и $\dot{E}$ $\left(\frac{\pi}{2} \leqslant \beta \leqslant -\frac{\pi}{2}\right)$ работа неустойчива. Эта область на фиг. 44 отмечена пунктирной частью окружностей. Для работы машины в качестве



Фиг. 44 b. Диаграмма напряжений при неизменной кажущейся мощности, неизменном напряжении на зажимах и изменяющемся полном токе ротора.

$E_A + X_\sigma I > U$.

двигателя и генератора снова вычерчено по две диаграммы. Одна относится к перевозбуждению при $|\cos\varphi| = 0{,}7$, другая к недовозбуждению при $|\cos\varphi| = 0{,}56$. В последнем случае угол β становится равным $+\frac{\pi}{2}$, тем самым достигая наибольшего возможного для устойчивой работы значения. В пределах устойчивой работы при допущениях фиг. 44b угол ψ лежит в границах $35° \leqslant \psi \leqslant 145°$, если измерять ψ так, что $0° \leqslant \psi \leqslant 180°$, и при этом $|\beta| \leqslant \frac{\pi}{2}$. Здесь при номинальном токе речь может итти только о положениях кривой возбуждения якорного поля относительно полюсов, показанных на фиг. 41d—e и 42a—b. При работе с недовозбуждением и $|\cos\varphi| < 0{,}56$ машину уже нельзя нагрузить номинальным током.

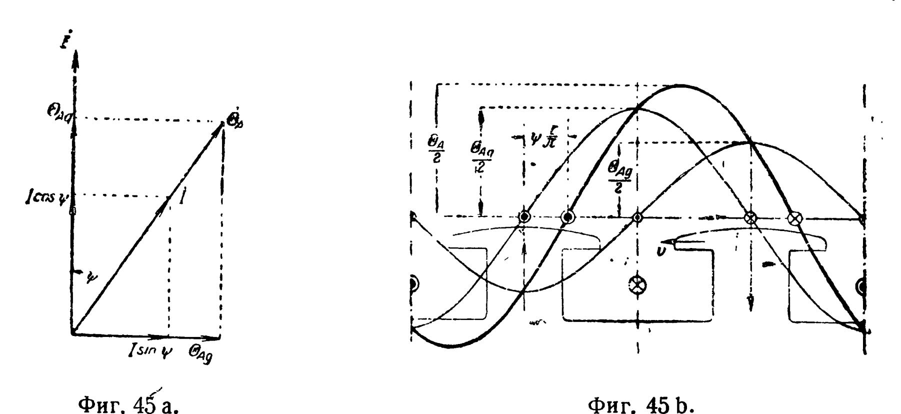
Относительное положение векторов $\dot{U}$, $\dot{E}_r$, $\dot{E}$ и $\dot{E}_A$ при различных

углах сдвига фаз φ между током и напряжением на зажимах явствует из диаграмм непосредственно. Результирующая кривая возбуждения, кривая возбуждения поля полюсов и кривая возбуждения якорного поля образуют между собою те же углы сдвига фаз, как $\dot{E}_r$, $\dot{E}$ и $\dot{E}_A$. Приняв во внимание знаки β, φ и ψ (ср. фиг. 43), мы находим, что:

$$\psi = \beta + \varphi.$$

6. Поперечный и продольный полные токи.

У машины постоянного тока со сдвинутыми из геометрически нейтральной зоны щетками мы раскладывали общий полный ток якоря на поперечный и продольный, величины которых определяются углом смещения щеток. Продольный полный ток, возникающий при щетках,



Фиг. 45 a. Фиг. 45 b.

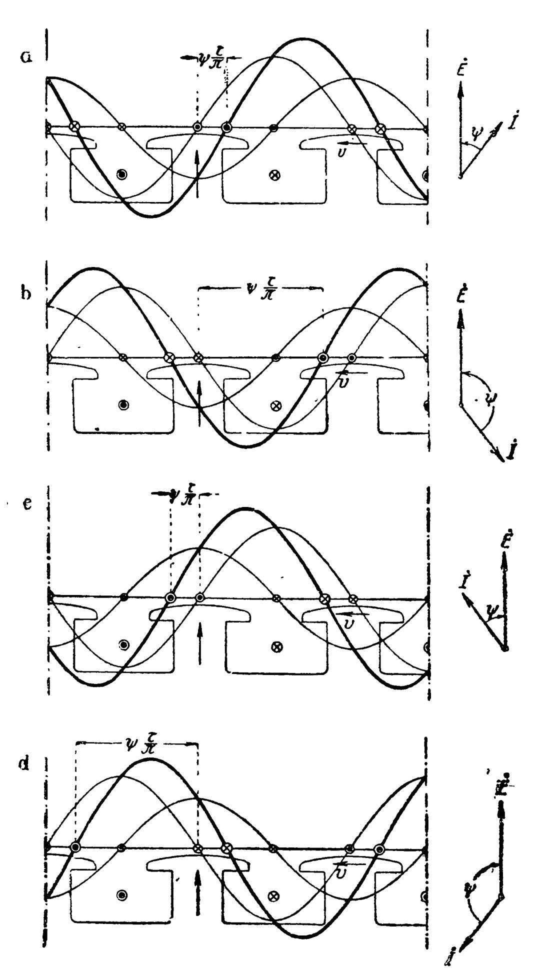
Фиг. 45 a и b. Разложение полного тока якоря Θ_A на поперечный полный ток Θ_{Aq} и противодействующий полный ток Θ_{Ag}.

смещенных в том направлении, в каком у машин без добавочных полюсов уничтожается искрение, направлен против полного тока индуктора, т. е. является размагничивающим.

У синхронных машин также представляется целесообразным разложить полный ток на две составляющие, — на поперечный и продольный полные токи, потому что ротор, даже если он имеет цилиндрическую форму, в общем случае симметричен в магнитном отношении не по отношению к любой оси поперечного сечения, а только по отношению к осям, проходящим через середины полюсов и геометрически нейтральные зоны. Здесь разложение нужно однако произвести иначе, чем у машины постоянного тока, у которой результирующая линейная нагрузка не изменяется вдоль дуги между сторонами якорных секций, замкнутыми накоротко одною щеткой, в то время как у синхронной машины мы предполагаем, что эта линейная нагрузка распределена синусоидально. Мы видели в § 4, что положение кривой возбуждения якорного поля относительно полюсов зависит от угла сдвига фаз между током и индуктированной полем полюсов ЭДС. Поэтому, если разложить

якорный ток $\dot{I}$ на две составляющие $\dot{I}\cos\psi$ и $\dot{I}\sin\psi$ (фиг. 45а), из которых первая совпадает по фазе с ЭДС $\dot{E}$, то этим составляющим тока будут соответствовать составляющие полного тока

$$\Theta_{Aq}=\Theta_A\cos\psi \quad \text{и} \quad \Theta_{Ag}=\Theta_A\sin\psi, \qquad (107\text{a и b})$$



Фиг. 46. Положение продольной и поперечной составляющих кривой возбуждения якорного поля относительно ротора при различных углах сдвига фаз между $\dot{I}$ и $\dot{E}$.

из которых первая представляет собою поперечный, а вторая — продольный полные токи.

На фиг. 45b показаны точками и крестиками положения амплитуд результирующего (для всех фаз обмотки) поперечного и продольного полных токов якоря относительно полюсов. Соответствующие этим полным токам синусоидальные кривые возбуждения тоже представлены на этом чертеже; они сдвинуты на четверть периода относительно своих полных токов и амплитуды их вдвое меньше, чем у соответственных полных токов, которые мы всякий раз будем относить к одной полной магнитной цепи.

На фиг. 46а—d представлены составляющие полного тока якоря и кривой возбуждения якорного поля для четырех различных фаз тока $\dot{I}$ относительно ЭДС $\dot{E}$; результирующая кривая возбуждения якорного поля вычерчена жирно. На фиг. 46а и b ток $\dot{I}$ отстает от $\dot{E}$ по фазе (ψ положителен), *a* относится к работе машины в качестве генератора, *b* к работе ее в качестве двигателя, отнесенной к внутренней мощности; в обоих случаях продольный полный ток якоря действует против полного тока полюсов. На фиг. 46с и d ток $\dot{I}$ опережает $\dot{E}$ (ψ отрицателен), продольный полный ток якоря направлен в ту же сторону, что и полный ток полюсов. Поперечный полный ток при тупом ψ (работа в качестве двигателя, отнесенная к внутренней мощ-

ности) всегда противоположен по знаку полному току при остром ψ (работа в качестве генератора, отнесенная к внутренней мощности), так что поле той половины полюсного наконечника, которая при неподвижном якоре находится впереди в направлении вращения, ослабляется при работе в качестве генератора и усиливается при работе в качестве двигателя, т. е. мы имеем то же явление, что и у машины постоянного тока (ср. том I, фиг. 317е).

Так как продольный полный ток якоря при положительном ψ всегда направлен против полного тока полюсов, а при отрицательном ψ в общем с ним направлении, то в обозначение для продольного полного тока [урав. (107b)] введен индекс g (gegen — против). Результирующий продольный полный ток для пути интегрирования, который проходит через воздушный промежуток посредине полюсов, равен таким образом:

$$\Theta_l = \Theta - \Theta_{Ag}, \qquad (107)$$

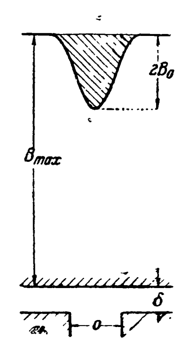
где продольный полный ток якоря Θ_{Ag}, согласно урав. (107b), имеет отрицательное значение, когда отрицателен угол ψ.

B. Вычисление магнитных нагруженностей и потерь.

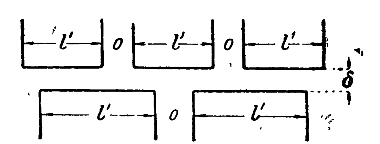
По отношению к большим синхронным машинам, особенно к турбогенераторам, исследования, приведенные в томе I, нуждаются в дополнениях, которым и будет посвящена эта глава.

1. Теоретическая длина якоря.

Число радиальных вентиляционных каналов и ширина их у турбораторов иногда настолько значительны, что указанная в томе I [урав. (248)] приближенная формула для вычисления теоретической длины якоря здесь уже недостаточно точна. Мы приведем здесь поэтому простой и более точный расчет теоретической длины якоря, основанный на отдельных исследованиях, содержащихся в § II G тома I.



Фиг. 47. Обусловленное вентиляционным каналом сокращение потока.



Фиг. 48. Продольный разрез машины без перекрытия вентиляционных каналов.

Сперва допустим, что вентиляционные каналы ротора не перекрыты железными клиньями. В таком случае канал шириною o уменьшает поток, приходящийся на единицу длины окружности якоря, на величину заштрихованной на фиг. 47 площади, если вентиляционные каналы статора и ротора не перекрывают друг

друга, как показано на фиг. 48. Заштрихованная площадь, согласно сказанному в томе I, § II G 2c (стр. 178 и 180) равна

$$o\sigma B_0 = o\sigma\beta B_{max}, \qquad (108')$$

где σ и β определяются урав. (232), (232a и b) и (233) тома I. Если положить

$$o'' B_{max} = o B_{max} - o\sigma\beta B_{max}, \qquad (108a)$$

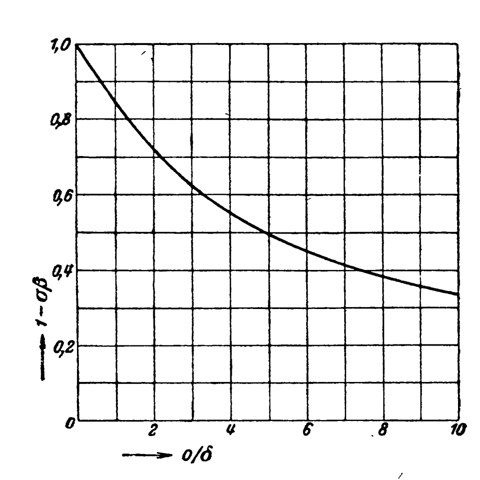
то

$$o'' = (1 - \sigma\beta)\, o \qquad (108)$$

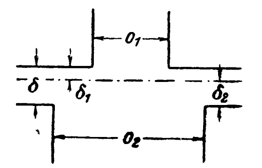
означает осевую длину вентиляционного канала при определении теоретической длины якоря, если обе части не имеют впадин и находятся относительно поля в состоянии покоя.

Величина $\sigma\beta$ представляет собой функцию отношения ширины канала o к длине воздушного промежутка δ. На фиг. 49 значения $1-\sigma\beta$ представлены в виде функции от o/δ. Для всех практических случаев достаточно считать

$$1 - \sigma\beta = \frac{5}{5 + \frac{o}{\delta}}, \qquad (109a)$$



Фиг. 49. Функция $1-\sigma\beta$ в урав. (108) в зависимости от отношения ширины канала к длине воздушного промежутка.



Фиг. 50. Перекрытие вентиляционных каналов статора и ротора.

как это непосредственно вытекает из урав. (233) и (236 b) тома I.

Если середины каналов у статора и ротора совпадают (фиг. 50), то для наружной части o'' можно вычислить, полагая $o = o_1$ и $\delta = \delta_1$, а для внутренней части $o = o_2$ и $\delta = \delta_2$, или же взять эту величину из кривой фиг. 49, причем надо положить

$$\delta_1 = \frac{o_1}{o_1 + o_2}\,\delta \quad \text{и} \quad \delta_2 = \frac{o_2}{o_1 + o_2}\,\delta. \qquad (110a \text{ и } b)$$

При $o = o_1 = o_2$ получается $\delta_1 = \delta_2 = \frac{\delta}{2}$; при $o_2 = 0$ получается $\delta_1 = \delta$ и при $o_1 = 0$ получается $\delta_2 = \delta$.

Вследствие наличия впадин и частичного заглушения линий индукции, входящих в торцевые поверхности статора, только часть длины o'' должна приниматься во внимание при движении ротора. Поэтому мы вместо o'' полагаем

$$o' = \rho(1 - \sigma\beta)\, o, \qquad (111a)$$

где коэфициент ρ в среднем составляет около 0,8.

Иногда железные клинья в роторе перекрывают и вентиляционные каналы. В этом случае линии индукции, выходящие из зубцов ротора, частично проходят через перекрывающие воздушный канал железные клинья и отсюда лишь через воздушный промежуток направляются в железо якоря (фиг. 51). В этом случае, если только железные клинья не насыщены в слишком высокой степени, средняя индукция вдоль зубцового деления t_2 равна B_{max}/k_{C_2}, иными словами для вентиляционных каналов ротора мы имеем

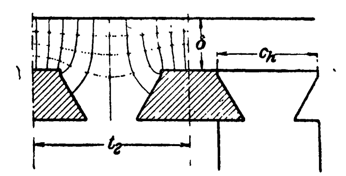
$$o'_2 = \frac{o_2}{k_{C_2}}, \qquad (111b)$$

где коэфициент Картера k_{C_2} должен быть вычислен по урав. (236) и (236b) тома I, причем приблизительно $s = c_h$.

Таким образом, для теоретической длины якоря получается

$$l_i = \frac{\Sigma l' + \Sigma o'}{2}. \qquad (111)$$

Суммирование должно простираться как на статор, так и на ротор, причем это относится также и к случаю, показанному на фиг. 50, иными словами $\Sigma o'$ содержит столько членов, сколько имеется вентиляционных каналов в статоре и в роторе. Величина лобового поля берется при этом по урав. (245a) тома I. Еще точнее его можно было бы учесть, воспользовавшись выводами § II G 2d тома I.



Фиг. 51. Картина поля в вентиляционном канале, если часть канала перекрывается железными клиньями.

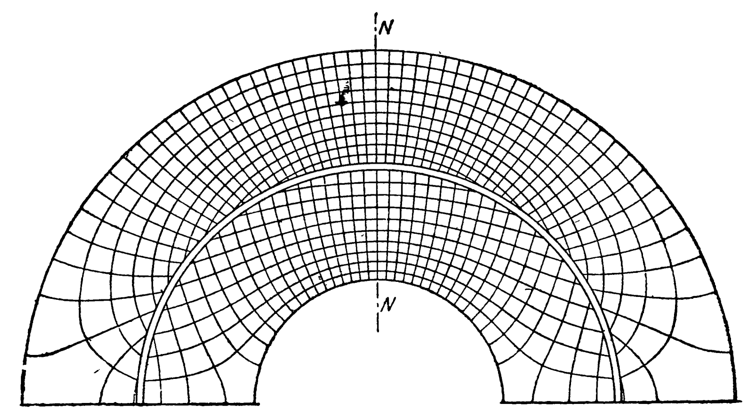
2. Магнитное напряжение тела якоря.

У машин с большим полюсным делением (в особенности это относится к двухполюсным машинам) магнитная индукция в теле якоря без вентиляционных отверстий при холостом ходе и номинальном напряжении доходит приблизительно до 14000 гауссов. Характеристика холостого хода для определения изменения напряжения при разгрузке машины должна быть построена для напряжений на зажимах еще значительно более высоких, чем номинальное напряжение U_N (приблизительно надо доходить до $U = 1{,}5\ U_N$, причем тогда магнитное напряжения тела якоря легко может достигнуть величины порядка напряжения воздушного промежутка. Поэтому желательно вычислить напряжение тела якоря точнее, чем это сделано в томе I (§ II G 1). Рассмотрим сперва случай, когда тело якоря не имеет осевых вентиляционных каналов, то-есть не прорезано в осевом направлении.

а. Непрорезанное тело якоря. На фиг. 52a вычерчена сетка линий индукции и линий уровня в статоре и роторе двухполюсной машины, при допущении неизменной проницаемости железа и синусоидальной кривой поля. Отношение высоты тела якоря r к полюсному шагу τ взято равным $r/\tau = 0{,}15$. В поперечном сечении через нейтральную зону $N—N$ индукция распределена неравномерно; во внутренней части

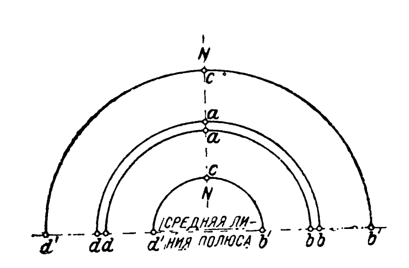
она у точки a меньше, чем у c, а во внешней — наоборот: у a больше, чем у c (фиг. 52b).

Можно было бы попытаться учесть влияние проницаемости, положив в основу расчета распределение индукции при неизменной проницаемости и определив напряжение якоря вдоль пути $d — a — b$, как линейный



Фиг. 52a. Сетка линий индукции и уровня в двухполюсном внутреннем и наружном якоре при синусоидальной кривой поля и $\mu = \infty$.

интеграл напряженности магнитного поля, получающейся в том случае, когда мы учитываем проницаемость при допущенном распределении индукции. Так как индукция симметрична по отношению к нейтральной зоне, то достаточно рассмотреть часть листа между нейтральною зоной и средней линией полюса. На фиг. 53a представлена в виде сплошной кривой индукции B вдоль развернутой полупериферии $a — b — b' — c$ этой части листа, для внешнего якоря при $p = 1$ и $\frac{r}{\tau} = 0{,}15$ и при средней индукции в теле якоря $B_{Д} = 14\,000$ гауссов. Если мы возьмем из кривой намагничивания соответственные значения напряженности магнитного поля H и определим ее тангенциальную составляющую H_t



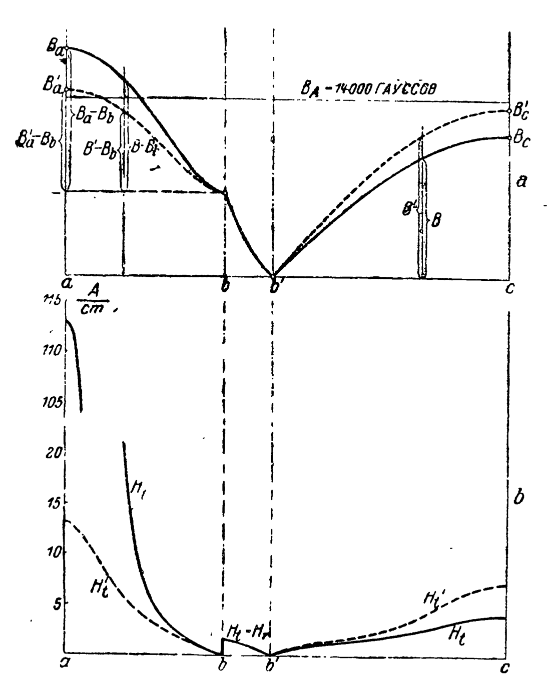
Фиг. 52b. Обозначение различных точек в сечении, показанном на фиг. 52a.

вдоль линии $a — b — b' — c$, то получим для обыкновенного динамного железа (том I, фиг. 150) сплошную кривую фиг. 53b. Магнитное напряжение вдоль пути $a — b$ пропорционально площади, заключенной между сплошною кривою H_t и абсциссою $a — b$, магнитное напряжение вдоль пути $b — b' — c$, пропорционально соответственной площади над абсциссою $b — b' — c$. Теперь мы можем легко проверить, близки ли к действительности наши допущения. Так как поле в теле якоря свободно от вихрей, то напряжение U_{ab} должно было бы равняться напряжению $U_{bb'c}$, иными словами, расположенные над частями абсциссы ab и bc площади

должны были бы равняться друг другу. Но они даже в смысле порядка величины не сходятся между собою и мы заключаем из этого, что предположенное распределение индукции недопустимо.

Во всех практически важных случаях индукции тела якоря в сечении через нейтральную зону расположены в той области кривой намагничивания, где по мере увеличения индукции проницаемость убывает ($B_A > 8\,000$ гауссов). Этими случаями можем здесь ограничиться и мы, ибо в остальных случаях магнитное напряжение тела якоря столь мало, что им можно пренебречь — или вычислить его согласно сказанному в § II G 1 тома I.

Тогда, благодаря влиянию проницаемости железа возникает такое распределение индукции в теле якоря, при котором в разрезе через нейтральную зону оно гораздо равномернее, чем при неизменной проницаемости. Следовательно в местах a и c значения индукции становятся ближе к значению средней индукции якоря B_A в нейтральной зоне. Из показанного на фиг. 53a распределения индукции по периферии выделенной нами части листа сохраняются только индукции в местах b и b'; индукция близ b определяется из индукции в воздушном промежутке под серединою полюса, индукция близ b' равна нулю.



Фиг. 53. a) Индукция, b) Касательная составляющая напряженности поля вдоль окружности сечения, показанного на фиг. 52b. ——— $\mu = \text{const}$, – – – – $\mu = f(B)$.

Чтобы приблизительно определить действительно возникающие в местах a и c индукции B_a' и B_c', мы можем сделать два различных допущения. Во-первых, мы можем допустить, что в разрезе через нейтральную зону разность $B' - B_A$ пропорциональна разности $B - B_A$ при неизменной проницаемости (фиг. 54), так что отклонения индукций в местах a и c от средней индукции тела якоря в разрезе через нейтральную зону относятся между собою так же, как соответственные отклонения при неизменной проницаемости:

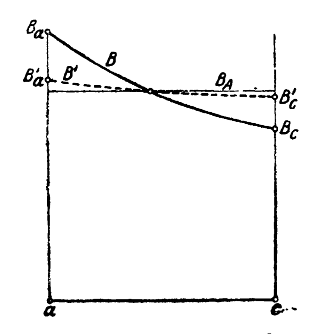
$$\frac{B'_a - B_A}{B_A - B'_c} = \frac{B_a - B_A}{B_A - B_c}. \qquad (112')$$

Во-вторых, мы можем допустить, что индукция близ a приблизительно настолько же больше у внешнего якоря (меньше у внутреннего якоря),

насколько индукция в месте c меньше (больше), чем B_A:

$$B_a' - B_A = B_A - B_c' = \Delta. \qquad (112)$$

Расчеты, основанные на том и на другом допущении, показывают, что при индукциях больших, чем рассматриваемые здесь, практически получаются одни и те же результаты. В основу последующих рассуждений мы положим второе допущение [урав. (112)]. Если мы предположим сперва, что разность Δ известна, то тем самым нам заданы также индукции в точках a и c. Относительно распределения индукции вдоль линии между четырьмя точками a, b, b', c, индукция которых известна (на фиг. 53a они обозначены кружочками), мы должны сделать еще дальнейшие допущения. Мы не сделаем большой ошибки, если положим вдоль $a - b$:



Фиг. 54. Распределение индукции в разрезе $a - c$ фиг. 52b.
———— $\mu = \text{cost}$,
- - - - $\mu = f(B)$.

$$\frac{B' - B_b}{B_a' - B_b} = \frac{B - B_b}{B_a - B_b} \qquad (112a)$$

и вдоль $b' - c$:

$$\frac{B'}{B'_c} = \frac{B}{B_c}. \qquad (112b)$$

Здесь значок ($'$) означает индукцию при переменной проницаемости (пунктирная кривая на рис. 53a). B_b так относится к индукции в воздушном промежутке B_L под серединой полюса, как теоретическая длина якоря к чистой длине железа. На пути $b - b'$ индукция будет убывать от B_b до нуля несколько медленнее, чем при допущении неизменной проницаемости; но так как магнитное напряжение вдоль этого пути лишь не на много увеличивает напряжение $U_{bb'c}$ $\left(\text{при } \frac{r}{\tau} = 0{,}15 \text{ и } B_A > 11\,000 \text{ гауссов — меньше, чем на } 10\%\right)$, то мы можем без большой погрешности подставить приблизительно такую же индукцию, как при неизменной проницаемости.

При этих допущениях мы получаем на фиг. 53a пунктирную кривую индукции вдоль развернутой полупериферии в выделенной нами части листа. Разность $\Delta = B'_a - B_A = B_A - B'_c$ нужно далее посредством проб определить таким образом, чтобы магнитное напряжение вдоль $a - b$ было равно магнитному напряжению вдоль $b - c$. Для этого случая и начерчена пунктирная кривая на фиг. 53a и нанесена тангенциальная составляющая H_t' напряженности магнитного поля на фиг. 53b. Вдоль пути $a - b$ получается:

$$B_t' = \sqrt{B'^2 - B^2_n},$$

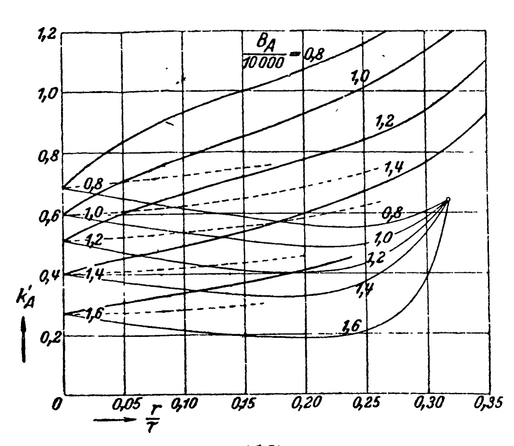
где B_n предположенная нами синусоидальной нормальная составляющая индукции в воздушном промежутке. Вдоль пути $b - b' - c$ имеем $B_t' = B'$.

По этому способу для различных отношений $\frac{r}{\tau}$ и различных средних индукций в теле якоря B_A было определено магнитное напряжение U_A, причем в основу вычисления положена была кривая намагничивания для обыкновенного динамного железа (том I, фиг. 150). Если положить

$$U_A = k'_A H_A \tau, \qquad (113)$$

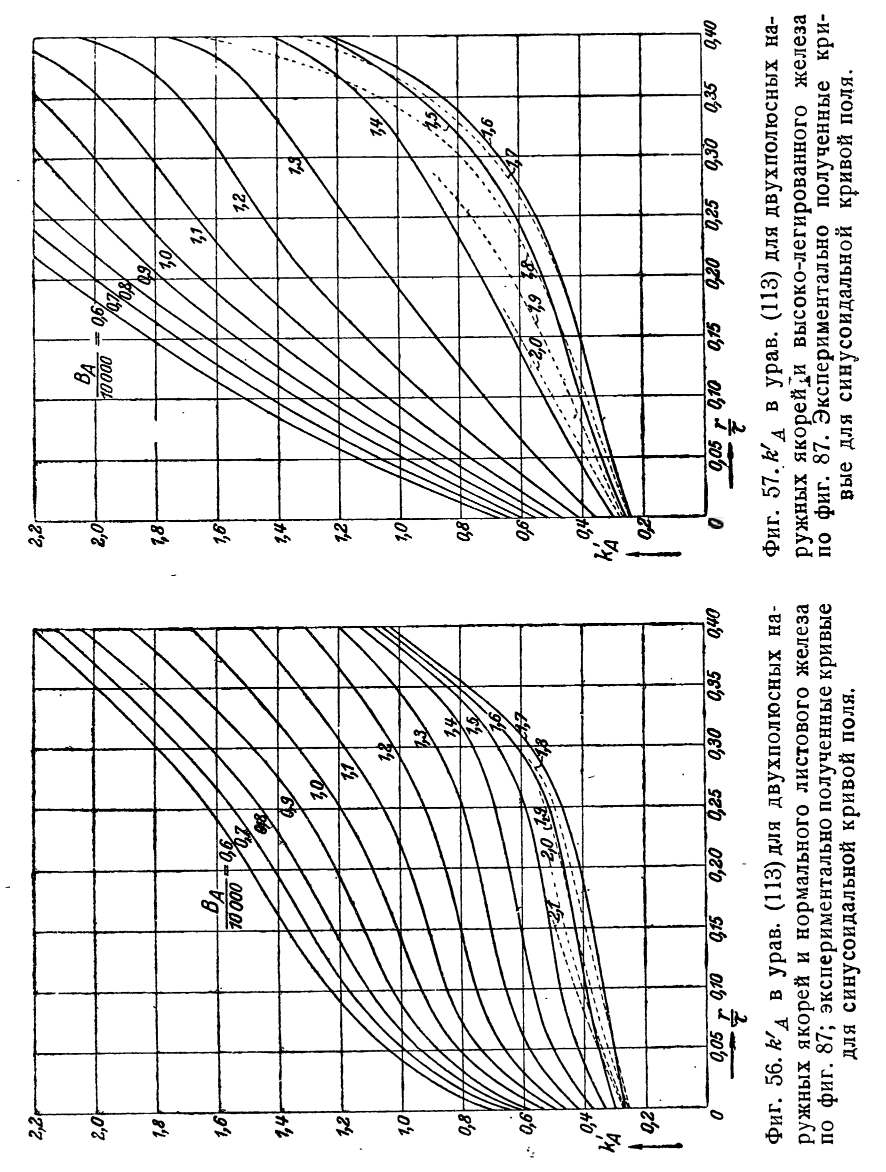
то получаются представленные на фиг. 55 коэфициенты k'_A в функции от $\frac{r}{\tau}$, для различных средних индукций в теле якоря B_A, выраженных в гауссах. Сплошные кривые относятся к двухполюсным внутренним и наружным якорям, пунктирные — к бесконечно большому числу полюсов; все — при синусоидальной кривой поля. Сравнение этих кривых с кривыми фиг. 163 тома I, изображающими коэфициент k_A при неизменной проницаемости железа, показывает, что при индукциях $B_A > 10\,000$ гауссов мы приходим, приняв во внимание зависимость проницаемости от индукции, к значительно меньшим напряжениям тела якоря и что при четырехполюсных якорях можно считать напряжение тела якоря приблизительно равным среднему арифметическому из напряжений тела якоря при двух и при бесконечно многих полюсах.

На фиг. 56 и 57 показаны значения k'_A, вычисленные на основании экспериментальных исследований Лемана (K. O. Lehmann) [Л 24]. Они относятся к двухполюсным гладким внешним якорям при синусоидальной кривой поля. Фиг. 56 относится к представленной на фиг. 87 кривой намагничивания нормального динамного железа, фиг. 57 — к представленной на той же фиг. 87 кривой намагничивания высоколегированного железа. Несколько бо́льшая изогнутость кривых на фиг. 56 по сравнению с фиг. 55 получается также при вычислении напряжения и по описанному в этой книге способу, если пользоваться кривой намагничивания фиг. 87. Это объясняется, главным образом, тем, что в нижней части кривой намагничивания фиг. 150 тома I изогнутость передана неправильно. Расхождение между вычисленными и измеренными напряжениями тела якоря заключены в пределах от 0 до — 28% при индукциях в теле якоря $B_A \gg 10\,000$ гауссов, и они тем меньше, чем больше напряжение тела якоря [Л 24].



Фиг. 55. k'_A в урав. (113) для двухполюсных наружных якорей (толстые сплошные линии), внутренних якорей (тонкие сплошные линии) и якорей с бесконечно большим числом полюсов (пунктирные линии). Обыкновенное листовое железо согласно фиг. 150 тома I; синусоидальная кривая поля.

Определение коэфициентов k'_A на фиг. 55 и фиг. 56 и 57 посредством вычисления и эксперимента произведено было применительно к гладким якорям. При зубчатых якорях распределение индукции у оснований зубцов существенно отличается, конечно, от ее распределения в гладком якоре. Но значительного влияния на индукцию вдоль пути $b — b' — c — a$ на фиг. 52b это отклонение иметь не может. Из этого мы можем заключить, что напряжение тела якоря можно и применительно к зубчатым якорям вычислять по кривым фиг. 55, 56 и



Фиг. 57. k'_A в урав. (113) для двухполюсных наружных якорей и высоко-легированного железа по фиг. 87. Экспериментально полученные кривые для синусоидальной кривой поля.

Фиг. 56. k'_A в урав. (113) для двухполюсных наружных якорей и нормального листового железа по фиг. 87; экспериментально полученные кривые для синусоидальной кривой поля.

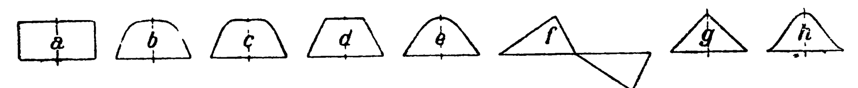
57 согласно урав. (113), если вместо τ подставлять полюсное деление у основания впадин, равное при внешних якорях

$$\tau_1 = \frac{\pi (D_1 + 2h_1)}{2p}, \qquad (113a)$$

и при внутренних якорях

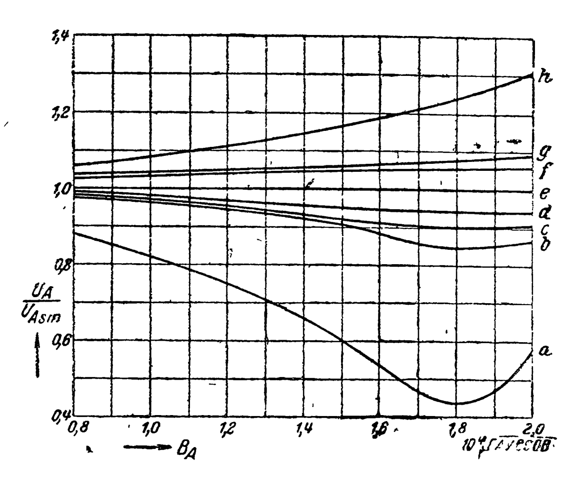
$$\tau_2 = \frac{\pi (D_2 - 2h_2)}{2p}. \qquad (113b)$$

Следовало бы еще выяснить, как нужно вычислять напряжение тела якоря, если кривая поля отклоняется от синусоиды. Для оценки этого



Фиг. 58. Различные формы поля. a) прямоугольная, b) сглаженная, c) $\sin \frac{\pi}{\tau} x + 0{,}15 \sin \frac{3\pi}{\tau} x$, d) трапецоидальная, e) синусоидальная, $\sin \frac{\pi}{\tau} x$, f) асимметричная треугольная, g) симметричная треугольная, h) $\sin \frac{\pi}{\tau} x - 0{,}15 \sin \frac{3\pi}{\tau} x$.

влияния вычислено было напряжение тела якоря для кривых поля, представленных на фиг. 58, при том упрощающем допущении; что диаметр якоря бесконечно велик и что отношение $\frac{r}{\tau}$ равно нулю. Тогда различие между внутренними и внешними якорями исчезает (на фиг. 55, 56 и 57 абсцисса $\frac{r}{\tau} = 0$) и мы получаем из кривой поля тангенциальную составляющую B_t в железе, при помощи которой берем из кривой намагничивания необходимую для напряжения тела якоря величину напряженности магнитного поля H_t, ибо в данном случае в железе $B_t = B$. На фиг. 59 даны кривые отношения напряжения тела якоря U_A к напряжению его при синусоидальной кривой поля $U_{A\,\sin}$ в зависимости от средней индукции в теле якоря B_A, причем B_A было вычислено при помощи всего полюсного потока и в основу вычисления была положена

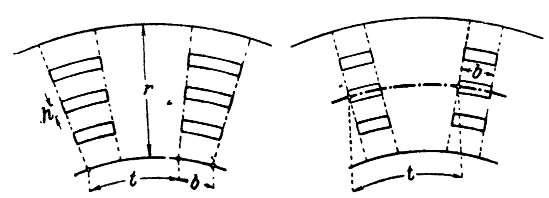


Фиг. 59. Магнитное напряжение тела якоря U_A при формах поля, представленных на фиг. 58 a — h, при синусоидальной форме $U_{A\,\sin}$. $D = \infty$, $r/\tau = 0$.

кривая намагничивания для обыкновенного динамного железа, согласно фиг. 150 тома I. Более сглаженные кривые поля ($a \ldots d$) дают меньшее, более заостренные ($f \ldots h$) большее напряжение тела якоря, чем синусоидальная кривая поля при том же полюсном потоке. По значениям отношения $\frac{U_A}{U_{A\,\sin}}$ (рис. 59) легко судить о влиянии кривой поля. При обыкновенно встречающихся кривых поля (фиг. 58b—f) это влияние невелико. Поэтому мы будем в дальнейшем вычислять напряжение тела якоря при помощи значений k'_A, соответствующих синусоидальной кривой поля, но по величине действительного полюсного потока.

Леман [Л 24] определил также экспериментально влияние формы кривой поля при двухполюсном внешнем якоре и $\frac{r}{\tau} = 0{,}25$ применительно к кривой поля b на фиг. 58 для нормального железа по фиг. 87; отклонения отношения $\frac{U_A}{U_{A\sin}}$ от вычисленной кривой b на фиг. 59 составляли только несколько процентов.

b. Прорезанное тело якоря. У вентилируемых в осевом направлении машин тело якоря снабжено прорезанными в нем вентиляционными отверстиями. Эти отверстия могут быть прямоугольного или круглого сечения.



Фиг. 60а и b. Расположение аксиальных вентиляционных каналов прямоугольного сечения.

Учесть влияние этих отверстий можно только с весьма грубым приближением.

Рассмотрим сперва представленный на фиг. 60а случай, когда вентиляционные каналы имеют прямоугольную форму, расположены по концентрическим кругам и ширина их пропорциональна радиусу соответственного круга. Мы можем разбить тело якоря на сегменты, попеременно прорезанные и непрорезанные. Напряжение тела якоря мы можем разложить на две составляющих

$$U_A = U'_A + U''_A, \tag{114}$$

из которых U'_A соответствует непрорезанным, а U''_A — прорезанным сегментам. Так как магнитное поле находится в движении относительно тела якоря, то магнитное напряжение U_A и отдельные части его U'_A и U''_A слегка колеблются с периодичностью, отвечающей шагу отверстия, причем определяющую роль играет среднее значение. Чтобы определить среднее значение U'_A, которое мы обозначим через $U'_{A\tau}$, вычисляем магнитное напряжение при непрорезанном теле якоря и получаем

$$U'_A = \frac{t-b}{t} U'_{A\tau}, \tag{114a}$$

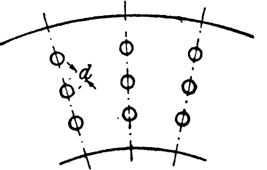
где t означает шаг отверстий и b — ширину вентиляционных каналов. Для определения U_A'' мы также допускаем, что тело якоря не прорезано, но высота его уменьшена на общую радиальную высоту отверстий, иными словами полагаем для вычисления $U''_{A\tau}$

$$r'' = r - nh, \qquad (114')$$

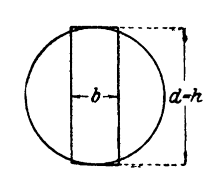
где r означает действительную высоту тела якоря, h — высоту отверстия и n — число радиально расположенных друг над другом отверстий. Тогда

$$U''_A = \frac{b}{t} U''_{A\tau}. \qquad (114b)$$

При вычислении $U''_{A\tau}$ мы можем учесть уменьшение числа линий индукции в теле якоря, благодаря тому, что часть линий проходит через отверстия совершенно таким же путем, как уменьшение числа линий индукции в зубцах вследствие прохождения части их через пространство впадин (см. том I, § II G 3).



Фиг. 61a. Круглые аксиальные вентиляционные каналы.



Фиг. 61b. Замена круглых вентиляционных каналов прямоугольными.

Если все радиально расположенные друг над другом отверстия одинаковы по ширине (фиг. 60b), то с известным приближением мы можем поступить подобным же образом, если отсчитывать t и b на средней окружности.

В большинстве случаев устраиваются круглые вентиляционные отверстия (фиг. 61a). Этот случай мы можем свести к случаю с прямоугольными отверстиями, высота которых $h=d$, а ширина $b=\zeta d$ (рис. 61b). При этом всегда $\zeta < 1$. Величина ζ зависит от магнитной нагруженности якоря в сечении, проходящем через радиально друг над другом расположенные отверстия и от отношения $\frac{nh}{r}$ [см. уравнение (114')]. Если пренебречь уменьшением числа линий индукции в теле якоря вследствие прохождения части их через отверстия, то приближенно коэфициент ζ можно вычислить, если представить себе прорезанное тело якоря в виде продолговатого прямоугольника (бесконечно большой радиус кривизны). Магнитное напряжение вдоль ширины отверстия d можно тогда вычислить по каждой данной индукции, определив эту последнюю как частное от деления потока на каждое данное сечение железа. Обозначив это магнитное напряжение через U_d, мы определим ζ из уравнения

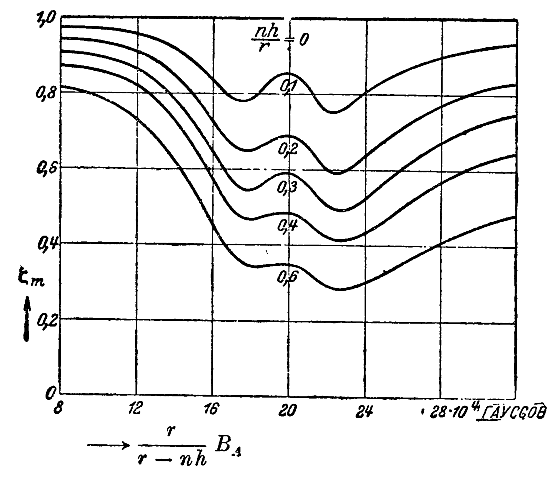
$$U_d = bH_{max} \qquad (115a)$$

где H_{max} относится к кажущейся индукции в теле якоря B'_{max}, возникающей в проведенном через средние линии отверстий сечении ярма. Отсюда мы получаем

$$\zeta = \frac{b}{d} = \frac{U_d}{d \cdot H_{max}}. \qquad (115)$$

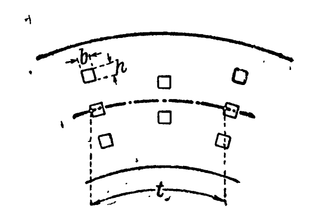
Но $B'_{\max}$ различно для отдельных проведенных через середины отверстий радиальных разрезов. Поэтому мы должны основывать расчет на некотором среднем значении ζ, которое в соответствии с урав. (115) мы полагаем равным отношению суммы магнитных напряжений вдоль всех круглых отверстий в пределах одного полюсного деления к соответственной сумме при квадратных отверстиях, то-есть

$$\zeta_m = \frac{\frac{d}{t}\int\limits_0^\tau \frac{U_d}{d}\,dx}{\frac{d}{t}\int\limits_0^\tau H_{\max}\,dx} = \frac{\int\limits_0^\tau \zeta H_{\max}\,dx}{\int\limits_0^\tau H_{\max}\,dx}. \tag{116}$$



Фиг. 62. ζ_m согласно урав. (116) в функции от максимального значения $\frac{r}{r-nh}B_A$ кажущейся индукции в теле якоря при круглых каналах по фиг. 61а.

Суммирование заменено интегрированием, потому что вращающееся поле находится в движении относительно якоря. Если мы еще допустим, что поток, проходящий сквозь сечение тела якоря, изме-



Фиг. 63. Шахматное расположение каналов.

няется вдоль окружности якоря синусоидально, получим представленные на фиг. 62 коэфициенты ζ_m для различных значений $\frac{nh}{r}$ в виде функции от максимальной кажущейся индукции в теле якоря

$$(B'_{\max})_{\max} = \frac{r}{r-nh}B_A, \tag{116a}$$

где B_A определяется, как для непрорезанного сечения тела якоря. При этом в основу вычислений кладется кривая намагничивания для обыкновенного динамного железа (том I, фиг. 150). Напряжение тела якоря U_A получается из урав. (114), где

$$U'_A = \frac{t-b}{t}U'_{A\tau} \tag{117a}$$

$$U''_A = \frac{b}{t}U''_{A\tau} = \zeta_m \frac{d}{t}U''_{A\tau}. \tag{117b}$$

Здесь $U'_{A\tau}$ — напряжение тела якоря при высоте его r, $U''_{A\tau}$ — напряжение тела якоря при высоте его $r''=r-nh$. Напомним еще раз, что мы при этом расчете пренебрегли уменьшением числа линий индукции в теле якоря вследствие прохождения части их через отверстия, так что U''_A вычислено в сторону преувеличения.

Иногда отверстия расположены в шахматном порядке (фиг. 63). В этом случае надо различать три группы зон: непрорезанные зоны, зоны с меньшим — и зоны с бо̀льшим числом отверстий. Обозначив соответственные части магнитного напряжения через U'_A, U''_A и U'''_A, причем находить их нужно совершенно так же, как выше, мы получим

$$U_A = U'_A + U''_A + U'''_A, \tag{118}$$

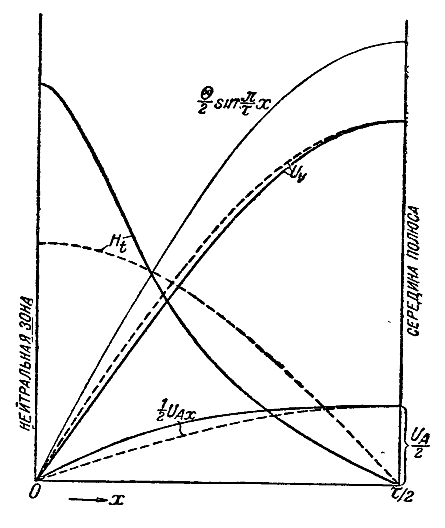
$$U'_A = \frac{t-2b}{t}U'_{A\tau}, \quad U''_A = \frac{b}{t}U''_{A\tau}, \quad U'''_A = \frac{b}{t}U'''_{A\tau}. \tag{118a—c}$$

При круглых отверстиях расчет нужно вести по тому же методу, который мы применяли к конструкциям, показанным на фиг. 61a и b.

3. Влияние напряжения вдоль зубцов и тела якоря на кривую поля

а. Синусоидальная кривая возбуждения поля. Для простоты мы предположим сперва, что статор (якорь) машины имеет равномерно распределенные впадины, а цилиндрический ротор впадин не имеет, и будем пренебрегать магнитным напряжением в роторе.

Если бы проницаемость в зубцах и в теле якоря была неизменна — и прорезы впадин были бесконечно узки, то форма кривой поля соответствовала бы кривой его возбуждения, то-есть была бы тоже синусоидальной. В отношении воздушного промежутка и зубцов это становится очевидным, если приравнять нулю напряжение тела якоря. Но что это так и при определенном напряжении тела якоря, вытекает из того обстоятельства, что согласно исследованиям, приведенным в томе I, § II G1, напряжение тела якоря, начиная от нейтральной зоны, возрастает синусоидально. Это же обстоятельство поясняется еще построением, показанным на фиг. 64. Пусть



Фиг. 64. Влияние проницаемости в теле якоря на кривую поля.
– – – – $\mu = \text{const}$,
——— $\mu = f(B)$.

$\frac{\Theta}{2}\sin\frac{\pi}{\tau}x$ изображает синусоидальную кривую возбуждения поля. Тангенциальная составляющая H_t на обращенной к воздушному проме-

жутку периферии тела якоря пусть изображается тогда пунктирною косинусоидой на фиг. 64. Ее интеграл

$$\frac{1}{2} U_{Ax} = \int_0^x H_t dx \tag{119}$$

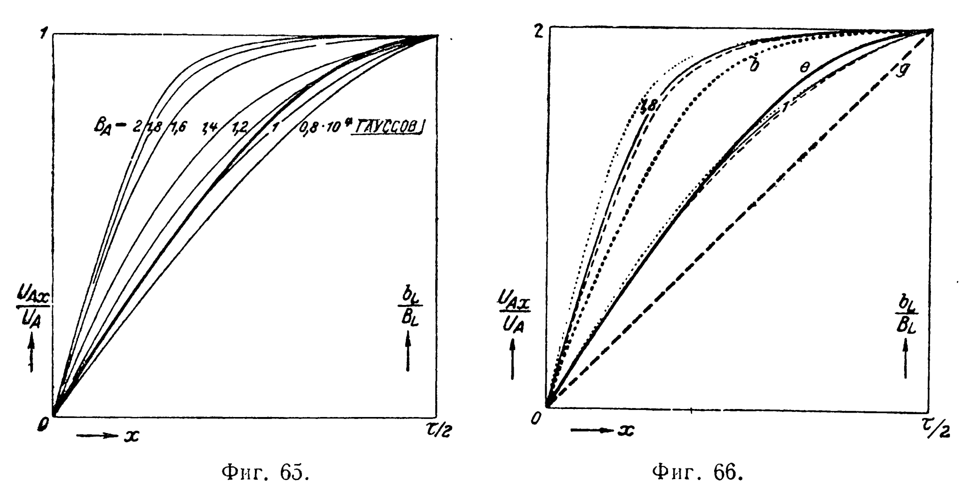
представляет собой магнитное напряжение тела якоря от нейтральной зоны до места x на окружности якоря; (на фиг. 64 — пунктирная кривая $\frac{1}{2} U_{Ax}$). Если мы вычтем $\frac{1}{2} U_{Ax}$ из кривой возбуждения $\frac{\Theta}{2} \cdot \sin \frac{\pi}{\tau} x$, то снова получим синусоиду, а именно пунктирную кривую $U_V = \frac{\Theta}{2} \sin \frac{\pi}{\tau} x - \frac{1}{2} U_{Ax}$, которая дает магнитное напряжение вдоль зубцов и воздушного промежутка и при неизменной проницаемости зубцов приводит к синусоидальной кривой поля.

Убывание проницаемости по мере увеличения индукции выражается у зубцов в том, что кривая поля становится более пологой. У тела же якоря это убывание выражается в иной форме. Индукция в нейтральной зоне (точка a на фиг. 52b) обычно гораздо больше, чем по середине полюса (точка b на фиг. 52b), и так как значения индукций вдоль обращенной к воздушному промежутку периферии якоря находятся в той области кривой намагничивания, где по мере увеличения индукции проницаемость убывает, то кривая тангенциальной составляющей H_t имеет более крутой характер, чем косинусоида. Согласно § 2a мы получаем при двухполюсном внешнем якоре с $\frac{r}{\tau} = 0{,}15$ и $B_A = 14\,000$ гауссов сплошную кривую, показанную на фиг. 64, и ее интегральную кривую $\frac{1}{2} U_{Ax}$ вдоль периферии, также показанную на фиг. 64 сплошной линией. Чтобы облегчить сравнение этих кривых с пунктирными, мы задались такою неизменною проницаемостью для пунктирной кривой, при которой получается такое же напряжение тела якоря U_A, как и при переменной проницаемости. Найдя разность $U_T = \frac{\Theta}{2} \sin \frac{\pi}{\tau} x - \frac{1}{2} U_{Ax}$ (сплошная кривая), мы убеждаемся на основании фиг. 64, что эта кривая приобрела несколько более крутой характер в виду зависимости проницаемости от индукции. Следовательно, под влиянием напряжения тела якоря получается более крутая кривая поля.

Сама по себе форма кривой поля также оказывает влияние на кривую $\frac{1}{2} U_{Ax}$. При крутой кривой поля кривая H_t становится более пологой, а кривая $\frac{1}{2} U_{Ax}$ более крутой, при пологой же кривой поля H_t приобретает более крутой и, следовательно, $\frac{1}{2} U_{Ax}$ более пологий характер. Обычно перевешивает влияние проницаемости зубцов на кривую поля, так что при синусоидальной кривой возбуждения получается кривая поля, более пологая, нежели синусоида. Поэтому кри-

вая $\frac{1}{2} U_{Ax}$ при допущенном $r/\tau = 0{,}15$ и $B_A = 14\,000$ гауссов имеет обычно еще несколько более пологий характер, чем сплошная кривая $\frac{1}{2} U_{Ax}$ на фиг. 64.

b. Влияние индукции в теле якоря B_A и кривой поля на кривую $\frac{1}{2} U_{Ax}$. Чтобы показать влияние индукций в теле якоря B_A на кривую $\frac{1}{2} U_{Ax}$, зададимся сперва синусоидальной кривой поля. Чтобы



Фиг. 65. Фиг. 66.

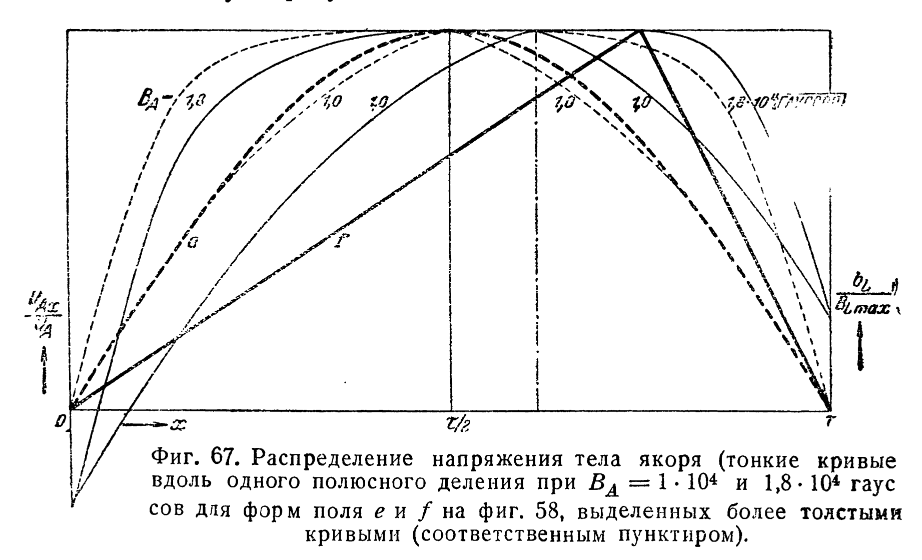
Фиг. 65 и 66. Распределение напряжения тела якоря (тонкие кривые) вдоль половины полюсного деления при различных индукциях B_A. Кривые поля выделены более толстыми линиями, проведенными соответственным пунктиром. Фиг. 65 синусоида, фиг. 66 синусоида (———) и формы b (· · · ·) и g (— — —) на фиг. 58.

упростить вычисление U_A и $\frac{1}{2} U_{Ax}$, допустим далее, что диаметр якоря бесконечно велик и что отношение r/τ равно нулю. Тогда различие между внутренними и внешними якорями исчезает (на фиг. 55—57 абсцисса $r/\tau = 0$) и мы получаем из кривой поля тангенциальную составляющую B_t в железе, при помощи которой отсчитываем на кривой намагничивания напряженность магнитного поля H_t, определяющую собою $\frac{1}{2} U_{Ax}$, потому что здесь в железе $B_t = B$. Так как нас интересует здесь только форма кривой $\frac{1}{2} U_{Ax}$, то мы относим эту кривую к $\frac{1}{2} U_A$, т. е. к половине общего напряжения тела якоря. Результат вычисления показан на фиг. 65 для обыкновенного динамного железа (том I, фиг. 150) при различных средних индукциях в теле якоря B_A вдоль половины полюсного деления. Вычерченная более жирно синусоида представляет собой отнесенную к индукции B_L под серединою полюса кривую поля. Эти кривые показывают нам, что только при

индукциях, превышающих 12 000 гауссов, возникает заметное отклонение кривой $\frac{1}{2}U_{Ax}$ от синусоиды.

При конечном значении высоты тела якоря r и двухполюсном внешнем или внутреннем якоре форма кривой $\frac{1}{2}U_{Ax}$ несколько изменяется, но это изменение незначительно, как это явствует из сравнения с кривою $\frac{1}{2}U_{Ax}$ на фиг. 64, относящеюся к двухполюсному внешнему якорю при $B_A = 14\,000$ гауссов.

Чтобы показать влияние формы кривой поля на кривую $\frac{1}{2}U_{Ax}$, на фиг. 66 показано отношение U_{Ax}/U_A для кривых поля b, e, g фиг. 58 (выделенных на фиг. 66 более жирными линиями) при $B_A = 10\,000$ и 18 000 гауссов. Кривые вычислены на основании тех же допущений, что и кривые фиг. 65. Мы видим, что треугольная кривая поля (- - - - -) в основном действует так же, как синусоидальная (————), сильно же плоская кривая при значительных индукциях в теле якоря (. . . . .) дает более пологую кривую.

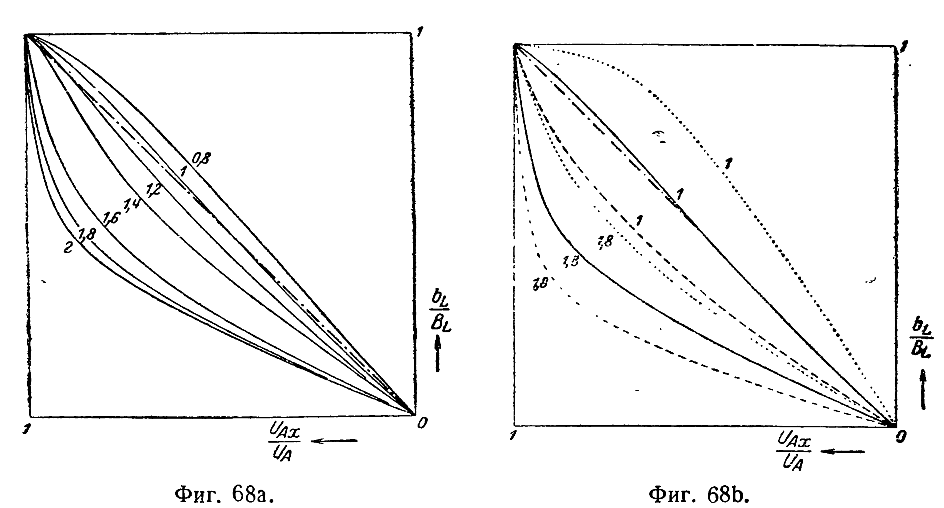


Фиг. 67. Распределение напряжения тела якоря (тонкие кривые вдоль одного полюсного деления при $B_A = 1 \cdot 10^4$ и $1{,}8 \cdot 10^4$ гаус сов для форм поля e и f на фиг. 58, выделенных более толстыми кривыми (соответственным пунктиром).

При нагрузке синхронных машин кривая поля искажается. Чтобы показать влияние искаженной кривой поля на кривую $\frac{1}{2}U_{Ax}$, мы положим в основу вычисления асимметричную треугольную кривую поля фиг. 58f; она выделена на фиг. 67 жирными линиями. Вычисленные по этой кривой поля кривые $\frac{1}{2}U_{Ax}$ представлены на фиг. 67 над одним полюсным делением при индукциях $B = 10\,000$ и 18 000 гауссов. Для сравнения начерчены также соответственные кривые, получающиеся при синусоидальной кривой поля, а также эта последняя (пунктирные кривые). Максимальные значения кривых U_{Ax}/U_A при асимметричной тре-

угольной кривой поля приходятся на те места якоря, где пунктирная ордината делит площадь полуволны кривой поля пополам.

Знание кривой $\frac{1}{2} U_{Ax}$ необходимо при высоких значениях B_A для более точного определения кривой поля по результирующей кривой его возбуждения (см. § С 3). Мы можем приблизительно найти эту кривую по кривым фиг. 65—67 при различных кривых поля и индукциях в теле якоря B_A, но в большинстве случаев ошибка будет не слишком велика, если для простоты мы будем считать эту кривую просто синусоидальной.



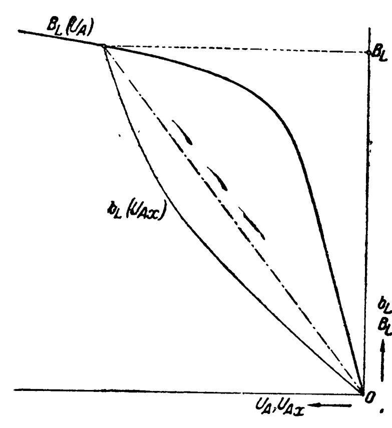
Фиг. 68а. Фиг. 68b.

Фиг. 68 а и b. а) Кривые, полученные по фиг. 65, b) полученные по фиг. 66, $\frac{b_L}{B_L}\left(\frac{U_{Ax}}{U_A}\right)$ при различных B_A в 10^4 гауссов. Способы штриховки соответствуют на фиг. 65 и 66. Штрихпунктирные прямые действительны при синусоидальном напряжении тела якоря и синусоидальной кривой поля.

с. Кривая $b_Z\left(\frac{1}{2} U_{Ax}\right)$. Для простого нахождения кривой поля при холостом ходе удобнее всего пользоваться кривою $b_L\left(\frac{1}{2} U_{Ax}\right)$. Ее можно непосредственно построить по заданной кривой $b_L(x)$ и кривой $\frac{1}{2} U_{Ax}$. Для показанных на фиг. 65—66 кривых $\frac{1}{2} U_{Ax}$ кривые $b_L\left(\frac{1}{2} U_{Ax}\right)$ нанесены на фиг. 68а и b, и при том над отрицательными абсциссами, потому что в дальнейшем мы будем ими пользоваться в этой форме. Для сравнения служит пунктирная прямая, которая получилась бы при синусоидальной кривой поля и синусоидальной кривой $\frac{1}{2} U_{Ax}$.

Для нахождения характеристики холостого хода мы всегда исходим из определенных значений B_L под серединой полюса. Относящийся

к B_L якорный поток мы в первом приближении должны оценить приближенно по B_L и при его помощи определить U_A. На фиг. 69 представлена такая кривая $B_L(U_A)$. Затем, исходя из определенной B_L, мы можем, смотря по форме кривой поля, которой следует ждать, приближенно найти кривую $B_L(U_{Ax})$, которая должна пройти через точку B_L и взять из этой кривой относящиеся к b_L значения U_{Ax}. Если кривая поля отклоняется от синусоиды незначительно и если индукция в теле якоря не слишком высока, то эту кривую можно с достаточною точностью заменить прямою, проходящею через точку B_L и начало координат (пунктирная кривая на фиг. 69). Напряжение тела якоря действует тогда, как воздушный промежуток длиной $\frac{U_A}{2U_L}\delta$. Так как приблизительное определение кривой $b_L(U_{Ax})$ очень неточно, то при последующих наших расчетах, мы будем всегда заменять эту кривую прямою, проходящею через соответственную точку B_L на кривой $B_L(U_A)$.



Фиг. 69. Нахождение кривой $b_L(U_{Ax})$ по кривой $B_L(U_A)$.

4. Рассеяние

а. Рассеяние в воздушном промежутке и поле в расточке якоря. Кроме рассеяния впадин головок зубцов и лобовых частей у синхронной машины происходит еще так называемое рассеяние в воздушном промежутке, обусловленное отдельными гармониками кривой поля, которые относительно ротора не находятся в покое. Эти гармоники, как мы видели в § А 2, в большей или меньшей степени уничтожаются. Их остатки при синусоидальном якорном токе индуктируют в якорной обмотке электродвижущую силу основной частоты. Эту ЭДС мы должны ввести в расчет, как ЭДС рассеяния, потому что в реакции якоря, выражаемой через полный ток якорной обмотки, мы учитываем только основную волну кривой возбуждения якорного поля. Точное вычисление этой ЭДС рассеяния наталкивается на большие трудности, ибо пришлось бы для этого определить результирующую кривую поля и разложить ее на отдельные гармоники. Но, пренебрегая заглушением и явлениями насыщения и предполагая бесконечно узкие прорезы впадин, мы можем при цилиндрическом роторе вычислить ЭДС рассеяния в воздушном промежутке следующим образом.

По урав. (180) и (181) тома I мы имеем для амплитуды ν-ой гармоники кривой возбуждения поля

$$U_\nu = \frac{\sqrt{2}\,m}{\pi}\,\frac{w\xi_\nu}{p\nu}\,I, \qquad (120a)$$

а отсюда для амплитуды индукции ν-ой гармоники

$$B_\nu = \frac{\Pi_0 U_\nu}{\delta}, \tag{120b}$$

и по урав. (138) тома I, заменив катушечный коэфициент ς_ν обмоточным коэфициентом ξ_ν и приняв во внимание, что здесь $f_\nu = f$,

$$E_\nu = \frac{4m}{\pi} \Pi_0 f (w\xi_\nu)^2 \frac{\tau l_i}{\delta p \nu^2} I. \tag{120}$$

Разделив эту величину на I и суммируя по всем высшим гармоникам, мы получаем реактивное сопротивление высших гармоник:

$$X_o = 1,6\, m \frac{f}{100}\left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{\tau}{100\delta} \frac{l_i}{p} \sum_{\nu > 1} \frac{\xi_\nu^2}{\nu^2} \Omega, \tag{121}$$

где f нужно брать в $\sec^{-1}$, а τ, l_i и δ в cm. Уравнение (121) выражает верхнее предельное значение для реактивного сопротивления рассеяния в воздушном промежутке. Отнеся это реактивное сопротивление к главному реактивному сопротивлению X_h якорной обмотки [$\nu = 1$ в уравнении (121)], мы получаем

$$\frac{X_o}{X_h} = \sum_{\nu > 1} \frac{1}{\nu^2} \left(\frac{\xi_\nu}{\xi_1}\right)^2. \tag{121a}$$

При $q = 2$ впадины на полюс и фазу X_o составляет около 2,8% от X_h и быстро убывает по мере увеличения q [Л 15, стр. 257).

Отнеся ЭДС E_o, индуктируемую высшими гармониками кривой возбуждения поля якорной обмотки, к ЭДС E_1, индуктируемой основною волной результирующей кривой поля, мы получаем после простых преобразований

$$\frac{E_o}{E_1} = \frac{X_o I}{E_1} = 56,5 \frac{\tau}{100\delta} \frac{\xi_1 A}{B_1} \sum_{\nu > 1} \frac{1}{\nu^2} \left(\frac{\xi_\nu}{\xi_1}\right)^2, \tag{121b}$$

где линейную нагрузку якоря A нужно взять в A/cm, а амплитуду индукции B_1 результирующей кривой поля в гауссах. Отношение электродвижущих сил по урав. (121b) не учитывает степени насыщения машины; оно убывает по мере увеличения магнитной нагруженности железа.

Для полноты следовало бы еще упомянуть, что при дробном числе впадин на полюс и фазу в кривой возбуждения поля возникают, кроме высших гармоник, еще и волны низшего порядка. Строго говоря, ЭДС, индуктируемые полями этих волн низшего порядка, нам надлежало бы тоже ввести в расчет, как ЭДС рассеяния и причислить их к рассеянию в воздушном промежутке. Период гармоник низшего порядка есть величина, кратная двойному полюсному делению машины, так что эти гармоники перемещаются относительно якорной обмотки со скоростью, кратною синхронной скорости. [1] Вследствие большой своей скорости

[1] В конце § 31 „Якорных обмоток" [Л 20] гармоники эти вычислены в предположении, что кривые возбуждения поля в фазах обмотки смещены между собою на угол $2\pi/pm$ вдоль окружности якоря. Но при обмотках с дробным числом впадин на полюс и фазу такое предположение уже ие всегда допустимо.

относительно ротора и большого своего полюсного деления они обычно почти совершенно заглушаются даже у машин без демпферной обмотки, потому что вынуждены преимущественно замыкаться через сердечники и тело ротора. У машин с явно выраженными полюсами промежутки между этими последними тоже отчасти препятствуют образованию этих гармоник.

В виду незначительной величины реактивного сопротивления рассеяния в воздушном промежутке, мы будем пренебрегать им при вычислении общего реактивного сопротивления рассеяния.

У однофазных машин, однако, обратное поле якорной обмотки тоже участвует в рассеянии, происходящем в воздушном промежутке, и участие это не всегда ничтожно мало. В § А 3с мы вычислили отношение истинного обратного поля к фиктивному и установили, что это отношение у машин с демпферною обмоткою составляет только несколько процентов. Но у машин с массивными полюсными наконечниками оно может составлять примерно 20% и больше. Если пренебречь насыщением, то по урав. (121), при неизменной длине воздушного промежутка δ вдоль окружности якоря, для реактивного сопротивления рассеяния в нем получается

$$X_o = 1{,}6 k_D \frac{f}{100} \left(\frac{w\xi_1}{100}\right)^2 \frac{\tau}{100\delta} \frac{l_i}{p} \Omega, \tag{122}$$

где коэфициент k_D учитывает заглушение и может быть вычислен согласно сказанному в § А 3с.

Отнеся ЭДС E_o, индуктируемую обратным полем, к ЭДС E_1, индуктируемой основной волной результирующей кривой поля, мы получаем, если обмотаны две трети окружности якоря и если A взято в A/cm и B_1 в гауссах,

$$\frac{E_o}{E_1} = \frac{X_o I}{E_1} = 38 k_D \frac{\tau}{100\delta} \frac{\xi_1 A}{B_1}. \tag{122b}$$

В действительности это отношение тоже несколько меньше вследствие явлений насыщения.

Если длина воздушного промежутка вдоль окружности якоря непостоянна, а машина имеет явно выраженные полюса, то кривую возбуждения поля, вращающуюся относительно ротора, можно разложить на два переменных поля, которые неподвижны относительно ротора и из которых одно имеет свое местное максимальное значение посредине полюса, а другое — в междуполюсном пространстве, причем во времени они колеблются со сдвигом фаз, равным одной четверти периода. Тогда надо определить остаточные поля этих двух переменных полей, — которые, вообще говоря, по обеим осям заглушаются в различной степени, — разложить остаточные поля снова на два противоположных по направлению вращающихся поля и вычислить индуктируемые в якорной обмотке ЭДС [Л 134]. Мы не станем углубляться в детали этого вычисления, потому что в тех редких случаях, когда речь идет об однофазных машинах, можно удовольствоваться приближенным определением по урав. (122).

В § К 3d мы увидим, что, согласно принятому на практике методу экспериментального определения реактивного сопротивления рассеяния, нужно из измеренного реактивного сопротивления якоря при

вынутом роторе вычесть реактивное сопротивление поля в его расточке. В предположении очень большой длины якоря, когда влияние лобовых поверхностей перестает быть заметно, можно определить поле в расточке по уравнениям поля и вычислить поток в расточке [Л 26]. Если мы через Θ_A обозначим максимальное значение полного тока якоря в пределах одного полюсного деления, то получим для потока в расточке выражение

$$\Phi_B = \Theta_A \Pi_0 l_A, \tag{123}$$

независимо от диаметра расточки и числа полюсов. Это же уравнение можно применять даже и для потока, выходящего из тела якоря при внутренних якорях. Подставив в урав. (123) полный ток якоря по урав. (98) и (98a), вычислив на основании получившегося этим путем потока ЭДС одной фазы по урав. (159) тома I и разделив ее на фазовый ток, мы получаем реактивное сопротивление поля в расточке. Чтобы учесть влияние расширения линий поля у лобовых поверхностей, заменим l_A через l'_i, причем $l'_i > l_A$ (l'_i берется на-глаз) и тогда для трехфазных машин реактивное сопротивление поля в расточке

$$X_B = 0{,}15 \frac{f}{100} \left(\frac{w\xi_1}{100}\right)^2 \frac{l'_i}{p} \Omega. \tag{124}$$

Отнеся ЭДС E_B, индуктируемую полем в расточке, к ЭДС E_1, индуктируемой основною волной результирующей кривой поля, и подставив A в A/cm и B_1 в гауссах, мы получим:

$$\frac{E_B}{E_1} = \frac{X_B I}{E_1} = 1{,}76 \frac{l'_i}{l_i} \frac{\xi_1 A}{B_1}. \tag{124b}$$

b. Поток рассеяния ротора у турбогенераторов. У турбогенераторов вместо потока рассеяния между наконечниками и сердечниками полюсов, а также между ярмом и полюсными сердечниками машины с явно выраженными полюсами, который мы определили в томе I (§ II G 4) по картинам поля, имеет место поток рассеяния впадин и головок зубцов, а также поток рассеяния лобовых поверхностей цилиндрического ротора (см. C 1). Если пренебречь магнитным напряжением в железе, то для потока рассеяния впадин и головок зубцов имеем:

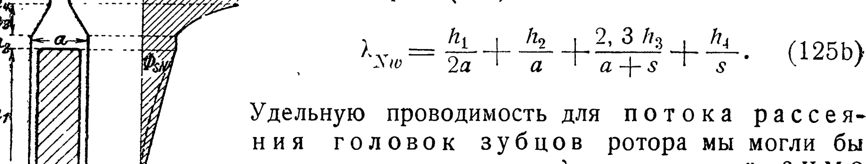
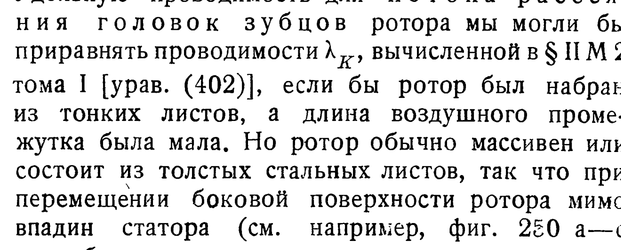
$$\Phi_{S,\,N+K} = \Theta_N \Pi_0 l_i \lambda, \tag{125}$$

где Θ_N означает полный ток впадины, l_i — теоретическую длину якоря, а λ — удельную проводимость для отнесенного к одной впадине потока рассеяния. Величина λ составляется из двух частей — из проводимости λ_{Nw} для потока рассеяния впадины и проводимости λ_K для потока рассеяния головок зубцов:

$$\lambda = \lambda_{Nw} + \lambda_K. \tag{125a}$$

Удельная проводимость (коэфициент магнитной проводимости) λ_{Nw} определяется так же, как теоретическая удельная проводимость λ_N при

вычислении индуктивности впадины в § II M 1 тома I. Но между тем как для этой последней определяющее значение имеет средний поток витка впадины, здесь речь идет об истинном потоке впадины и вместо члена $h_1/3a$ в формуле для λ_N [например, в урав. (379) тома I] надо подставить $h_1/2a$. Таким образом для показанной на фиг. (70а) впадины

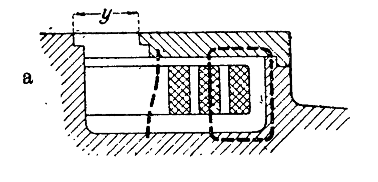



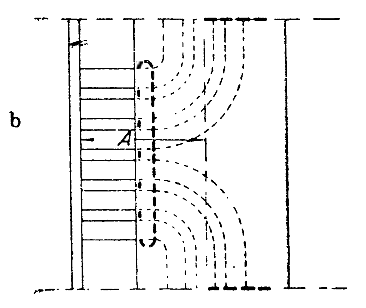
Фиг. 70. а) Впадина, b) поперечная индукция во впадине.

$$\lambda_{Xw} = \frac{h_1}{2a} + \frac{h_2}{a} + \frac{2,3\,h_3}{a+s} + \frac{h_4}{s}. \qquad (125b)$$

Удельную проводимость для потока рассеяния головок зубцов ротора мы могли бы приравнять проводимости λ_K, вычисленной в § II M 2 тома I [урав. (402)], если бы ротор был набран из тонких листов, а длина воздушного промежутка была мала. Но ротор обычно массивен или состоит из толстых стальных листов, так что при перемещении боковой поверхности ротора мимо впадин статора (см. например, фиг. 250 а—с в томе I) поток головок зубцов ротора заглушается вихревыми токами, образующимися в этих массивных зубцах. Остается еще только небольшой, обусловленный ими поток, проходящий в воздушном промежутке по тому же пути, что и поток рассеяния якорных зубцов (см. фиг. 73а); для него удельная проводимость λ_K может быть вычислена по урав. (127), если ввести s для ротора, или взята из фиг. 74.

Если крышки (каппы) или бандажи для защиты лобовых соединений роторной обмотки от центробежных сил изготовлены из магнитного материала, то возникает еще один поток, поток лобового рассеяния, который при известных обстоятельствах может стать довольно большим. На фиг. 71а показана часть продольного разреза обмотки возбуждения турбогенератора с каппами из магнитного материала. Заштрихованные части разреза изображают магнитные металлы, сечения катушечных сторон заштрихованы вдвойне. Здесь могут возникать замыкающиеся через магнитные каппы потоки рассеяния, путь которых в основном показан на фиг. 71а и b жирными черточками. Распределение потоков рассеяния и обусловленные ими добавочные магнитные нагруженности можно определить только с большим приближением по размерам





Фиг. 71. Ротор турбогенератора с магнитными крышками (каппами).
— — — поток рассеяния.

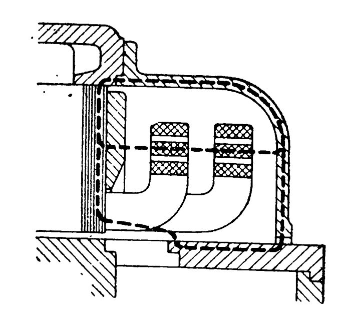
ротора и картинам поля. Но так как это поле рассеяния лишь незначительно нагружает зубцы ротора и главным образом проходит в выступающих за пределы якоря концах вала и каппах, то в большинстве

случаев можно обойтись без кропотливого определения обусловленной лобовым рассеянием добавочной нагруженности.

Для вычисления добавочной нагруженности тела индуктора мы будем сообразно с этим принимать во внимание только поток рассеяния впадин и головок зубцов. Этим потоком определяется также добавочная магнитная нагруженность у оснований зубцов ротора, между тем как по направлению к головке зубца нагруженность несколько убывает (см. фиг. 70b). Строго говоря, при расчете напряжения зубцов следовало бы учесть эту убыль добавочного воздействия на зубцы. Для упрощения расчета считают однако, как и в отношении индуктора машины с явно выраженными полюсами (см. т. I, § II G 4c), что поток вдоль зубца у ротора остается одинаковым. Если при таких условиях мы для определения потока рассеяния впадины пользуемся значением удельной проводимости по урав. (125b), то напряжение зубца получается несколько преувеличенным. Эта ошибка может быть отчасти компенсирована, если вести расчет по теоретической удельной проводимости $\lambda_{N'}$ согласно § II M 1 тома I (сообразно с площадью, ограниченной на фиг. 70b пунктирною кривою). При вычислении напряжения тела ротора это допущение не вызывает большой ошибки.

c. Рассеяние впадин и зубцов якоря. Сказанное в § b о магнитной нагруженности тела и зубцов ротора относится также к якорю. При вычислении добавочной магнитной нагруженности, обусловленной потоком впадины, и в этом случае можно с достаточной точностью воспользоваться взамен истинной удельной проводимости теоретической и пренебречь изменением рассеяния зубца по его длине.

Подобно тому, как у ротора турбогенератора, так и у якоря при каппах из магнитного металла возникает еще одна добавочная магнитная нагруженность (фиг. 72). Этим воздействием, с трудом поддающимся вычислению, можно пренебречь.



Фиг. 72. Поток рассеяния (— — — —) в якоре при магнитных защитных крышках.

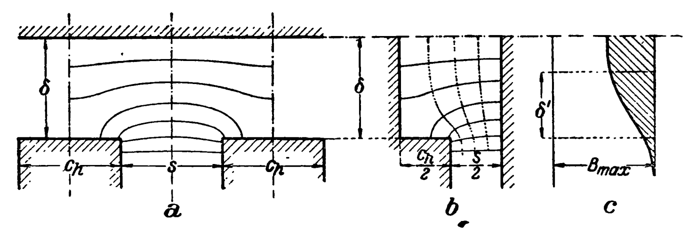
Реактивное сопротивление рассеяния впадины мы подробно изучили в § II M 1 тома I. Здесь мы только вкратце рассмотрим еще рассеяние головок зубцов.

Рассмотрим сперва цилиндрический ротор, применяемый для турбогенераторов. Проникающие в массивный ротор линии рассеяния якорных зубцов энергично заглушаются, так что в основном поток рассеяния головки якорного зубца определяется только теми линиями поля, которые замыкаются исключительно в воздушном промежутке. Тогда поток рассеяния головки зубца незначителен и мы можем приближенно вычислить его по картине поля, вычерченной в предположении, что нормальная составляющая на поверхности ротора равна нулю. На фиг. 73a представлена такая картина поля в поперечном разрезе, на протяжении одного зубцового деления. Верхняя часть чертежа представляет собою след гладкой поверхности ротора, нижняя — зубчатую поверхность якоря. Это поле на фиг. 73a совершенно тождественно распределению индукции главного поля при

не обтекаемой током впадине в пределах области, ограниченной среднею линией впадины, очертаниями ее и противолежащею гладкой поверхностью железа (см. фиг. 73b). При этом ширину впадины надо считать равною 2δ, длину воздушного промежутка—$s/2$ и глубину впадины—$c_h/2$. Индукция вдоль гладкой поверхности представлена на фиг. 73c; она такова же, как вдоль средней линии, проходящей через прорез впадины на фиг. 73a и может быть вычислена согласно сказанному в [Л 33]. Так как речь идет здесь о приближенном определении удельной проводимости λ_K, то мы для упрощения можем считать, что $c_h/2$ бесконечно велико. При этом допущении мы получаем, как в § 1,

$$\delta' B_{max} = \delta B_{max} - \delta\sigma\beta B_{max}, \tag{126a}$$

$$\delta' = (1 - \sigma\beta)\,\delta, \tag{126b}$$



Фиг. 73. a) Поток рассеяния головок зубцов, b) и c) сравнение с главным полем впадины.

а отсюда удельная проводимость

$$\lambda_K = \frac{\delta'}{s} = (1 - \sigma\beta)\,\frac{\delta}{s}, \tag{126}$$

где $\sigma\beta$ определяется по ширине впадины 2δ и длине воздушного промежутка $s/2$. Таким образом

$$1 - \sigma\beta = \frac{5}{5 + 4\frac{\delta}{s}} \tag{127a}$$

и, следовательно,

$$\lambda_K = \frac{5\frac{\delta}{s}}{5 + 4\frac{\delta}{s}}. \tag{127}$$

На фиг. 74 λ_K отложена в виде функции от δ/s.

В урав. (399) тома I для вычисления реактивного сопротивления фигурирует отношение λ_K/q. У трехфазных машин

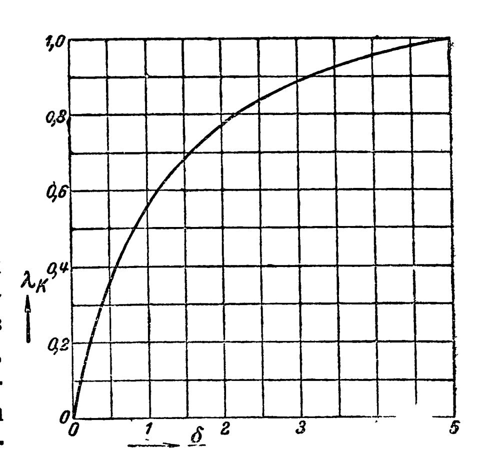
$$\tau = 3qt, \tag{128a}$$

и мы получаем

$$\frac{\lambda_K}{q} = \frac{15\frac{\delta}{\tau}\frac{t}{s}}{5 + 12\frac{\delta}{\tau}\frac{t}{s}q}. \tag{128}$$

При двуслойных обмотках с укороченным шагом вместо λ_K нужно подставить, согласно урав. (400) тома I, $\frac{1+g}{2}\lambda_K$.

У машин с явно выраженными полюсами длина воздушного промежутка вдоль окружности якоря изменяется; у концов полюсных наконечников он более или менее резко переходит в междуполюсное пространство. В этом месте поле головки зубца расширяется и переходит в поле поверхности якоря, которое мы определим в § D5a отдельно и учтем в общем продольном поле машины. Поэтому реактивное сопротивление, вычисленное при помощи удельной проводимости головки зубца λ_K по урав. (127) или фиг. 74, нужно еще умножить на отношение $\frac{b_P}{\tau}$ дуги полюсного наконечника к полюсному делению, или подставить для удельной проводимости $\frac{b_P}{\tau}\lambda_K$. Строго говоря, надо было бы учесть также удлинение воздушного промежутка от середины полюсного наконечника по направлению к его концам; но так как в большинстве случаев это удлинение значительно только у концов наконечника, так как, кроме того, λ_K при сколько-нибудь значительных длинах воздушного промежутка возрастает медленно и так как поток рассеяния головки зубца составляет относительно небольшую долю общего потока рассеяния, то достаточно для вычисления λ_K ввести длину воздушного промежутка δ посредине полюсного наконечника.



Фиг. 74. Удельная магнитная проводимость рассеяния головок зубцов.

d. Лобовое рассеяние. Реактивное сопротивление лобового рассеяния X_S следует вычислять по урав. (418) тома I, причем, на основании новейших экспериментальных исследований [Л 27], удельную проводимость λ_S можно определить точнее, чем это указано было в § II М 3е тома I.

Удельную проводимость мы будем выражать формулой

$$\lambda_S = \rho\varkappa\sigma\lambda''_S, \tag{129}$$

в которой отдельные величины имеют следующее значение.

Относительная удельная проводимость λ''_S является функцией типа обмотки (однофазной, трехфазной двухэтажной, трехфазной трехэтажной, обмотки с катушками одинаковой формы), расположения этажей (взаимного положения головок обмотки), отношения l_S/τ (средней длины головки обмотки к полюсному делению) и типа ротора (с явно или неявно выраженными полюсами). Зависимость относитель-

Таблица 2

Коэфициенты D и F для приближенного вычисления относительной удельной проводимости λ''_S.

Машины	С неявно выраженными полюсами		С явно выраженными полюсами	
	D	F	D	F
	0,334	0,318	0,261	0 175
	0,191	0,088	0,163	— 0,004
	0,209	0,108	0,179	0,010
	0,493	0,419	0,440	0,270
	0,513	0,458	0,457	0,308
	0,571	0,498	0,477	0,290
	0,605	0,577	0,518	0,380
	0,544	0,469	0,483	0,320
	0,342	0,199	0,297	0,065
	0,380	0,250	0,324	0,109
	0,371	0,205	0,324	0,081
	—	—	0,329	0,161
Один слой .	0,205	— 0,218	0,236	— 0,205
Два слоя .	0,167	— 0,155	0,187	— 0,166

ной удельной проводимости от l_S/τ с весьма достаточной точностью может быть выражена простым соотношением

$$\lambda''_S \approx D - F\frac{\tau}{l_S}\frac{W}{\tau}, \qquad (129a)$$

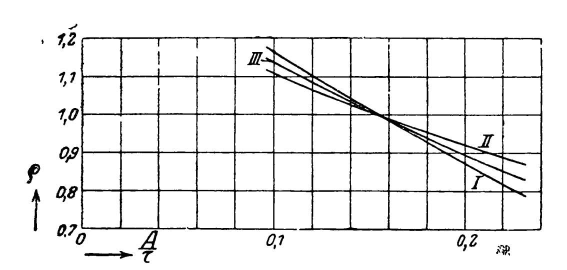
Таблица 3

Предельные значения относительной удельной проводимости λ''_S при указанных предельных значениях l_S/τ

Машины	С неявно выраженными полюсами λ''_S	l_S/τ	С явно выраженными полюсами λ''_S
	0,052 ÷ 0,087	1,11 ÷ 1,26	0,105 ÷ 0,123
	0,123 ÷ 0,146	1,27 ÷ 1,90	0,167 ÷ 0,167
	0,127 ÷ 0,156	1,28 ÷ 1,94	0,171 ÷ 0,178
	0,242 ÷ 0,324	1,69 ÷ 2,55	0,277 ÷ 0,330
	0,240 ÷ 0,331	1,70 ÷ 2,61	0,273 ÷ 0,334
	0,257 ÷ 0,338	1,61 ÷ 2,23	0,294 ÷ 0,343
	0,246 ÷ 0,340	1,62 ÷ 2,28	0,279 ÷ 0,343
	0,259 ÷ 0,349	1,67 ÷ 2,49	0,290 ÷ 0,353
	0,205 ÷ 0,263	1,48 ÷ 2,58	0,252 ÷ 0,272
	0,202 ÷ 0,274	1,42 ÷ 2,37	0,246 ÷ 0,279
	0,224 ÷ 0,282	1,42 ÷ 2,34	0,265 ÷ 0,291
	—	1,44 ÷ 2,17	0,219 ÷ 0,259
Один слой .	0,334 ÷ 0,294	1,84 ÷ 2,91	0,355 ÷ 0,315
Два слоя .	0,263 ÷ 0,234	1,84 ÷ 2,91	0,283 ÷ 0,252

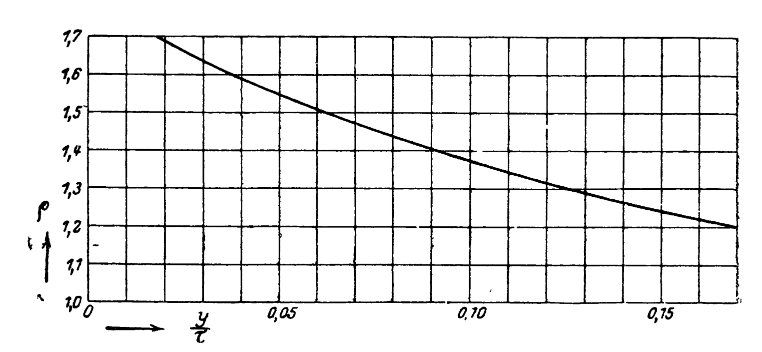
причем отношение ширины катушки W к полюсному делению τ нужно принимать во внимание только при хордовых обмотках с катушками одинаковой формы, в других же случаях приравнивать его единице. В таблице 2 указаны коэфициенты D и F для наиболее употребительных обмоток машин с неявно и явно выраженными полю-

сами. Чтобы дать наглядное представление о величине относительной удельной проводимости, в таблице 3 приведены точные ее значения для указанных в среднем столбце предельных значений l_s/τ. При интерполяции для других значений l_s/τ надо считаться с соотношением, определяемым урав. (129а).



Фиг. 75. Коэфициент ρ в урав. (129) в функции от отношения вылета обмотки в роторе (фиг. 71b) к полюсному делению у машин с цилиндрическим ротором. I — однофазная обмотка, II — трехфазная двухэтажная обмотка и обмотка с катушками одинаковой формы, III — трехэтажная обмотка.

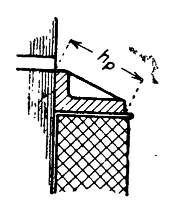
Коэфициент ρ учитывает влияние той или иной формы ротора. У машин с неявно выраженными полюсами ρ зависит от отношения A/τ среднего осевого выступа A головки роторной обмотки к полюсному делению τ (см. фиг. 71а и b). Этот коэфициент на фиг. 75 дан в виде функции от A/τ для однофазных обмоток (кривая I), трехфазных трехэтажных обмоток (кривая III) и трехфазных двухэтажных обмоток (кривая II). Последняя кривая относится также к трехфазным обмоткам с катушками одинаковой формы. Если у машины с неявно



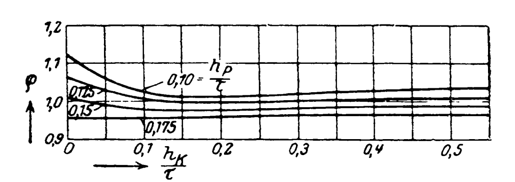
Фиг. 76. Коэфициент ρ в функции от отношения расстояния до магнитных крышек обмотки (фиг. 71а) к полюсному делению у машины с цилиндрическим ротором.

выраженными полюсами роторная обмотка лежит непосредственно на валу и удерживается каппами из немагнитного материала, то ρ может стать больше (увеличение до 14%). Для случая применения капп из магнитного материала или стальных бандажей, доходящих до расстояния y от торцевой стенки ротора (фиг. 71а), ρ дано на фиг. 76 в виде функции от y/τ для якорных обмоток с катушками одинаковой формы. У машин с явно выраженными полюсами ρ определяется отношением h_K/τ высоты полюсного сердечника к полюсному делению и отношением h_P/τ высоты полюсного наконечника к полюсному делению. Если обмотка ротора крепится накладками из магнитного материала, выступающими в лобовое пространство, то в качестве высоты

полюсного наконечника h_p нужно ввести указанный на фиг. 77 размер накладки. При помощи значений h_K/τ и h_p/τ мы получаем из фиг. 78 значение ρ для всех обмоток.

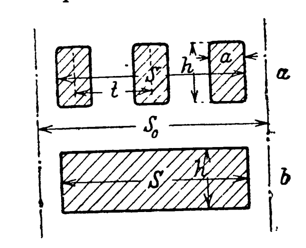


Фиг. 77. „Высота полюсного наконечника" h_p при магнитных держателях обмотки.

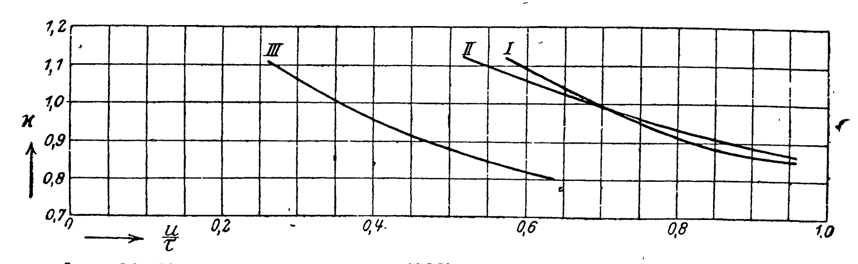


Фиг. 78. Коэфициент ρ в функции от отношения высоты полюсного сердечника к полюсному делению при различных отношениях между высотою полюсного наконечника и полюсным делением у машин с явно выраженными полюсами.

Коэфициент $\varkappa$ учитывает влияние формы сечения сторон катушечных групп на величину удельной проводимости. Он представляет собою функцию от типа обмотки и отношения u/τ периметра сечения одной осевой стороны катушечной группы к полюсному делению. Периметр u нужно определять, согласно фиг. 79b, как периметр прямоугольника, описанного вокруг стороны катушечной группы. При помощи отношения u/τ мы находим $\varkappa$ по фиг. 80, для чего при однофазных обмотках нужно воспользоваться кривою *I*, при трехэтажных обмотках кривою *III* и при трехфазных двухэтажных обмотках кривою *II*. Последняя кривая относится также к трехфазным обмоткам с катушками одинаковой формы. При двухслойных обмотках для вычисления отношения u/τ нужно подставлять вместо h высоту катушек одного слоя.



Фиг. 79. К вычислению периметра сечения u одной стороны катушечной группы.

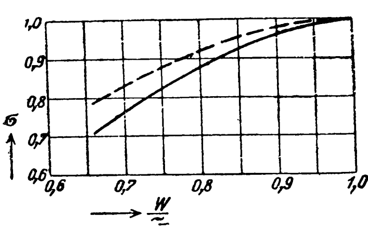


Фиг. 80. Коэфициент $\varkappa$ в урав. (129) в функции от отношения периметра одной стороны катушечной группы к полюсному делению. *I*, *II*, *III* — как на фиг. 75.

Наконец, коэфициент σ учитывает влияние укорочения у катушек одинаковой формы и зависит от отношения ширины катушки к полюсному делению W/τ. Эта зависимость представлена на фиг. 81 для

обмоток с катушками одинаковой формы у машин с неявно выраженными полюсами (сплошная кривая) и с явно выраженными полюсами (черточки). Для всех остальных обмоток $\sigma = 1$.

Если подставить в уравн. (129) $\rho = 1$, то возникающая при этом ошибка может составить у машин с явно выраженными полюсами около $\pm 4\%$, а у машин с неявно выраженными полюсами около $\pm 7\%$ (при этом не учтено влияние капп из магнитного металла). Если положить $\varkappa = 1$, то мы пренебрегаем поправкою, которая при обычных на практике соотношениях может увеличить значение лобового рассеяния приблизительно на 7% и уменьшить его до 15%. Если мы положим $\sigma = 1$, то исключим такие обмотки с катушками одинаковой формы, у которых ширина катушки заметно отклоняется от полюсного деления.



Фиг. 81. Коэфициент σ в урав. (129) в функции от отношения ширины катушки к полюсному делению у катушек одинаковой формы. ———— машина с неявно выраженными —, – – – – – – машина с явно выраженными полюсами.

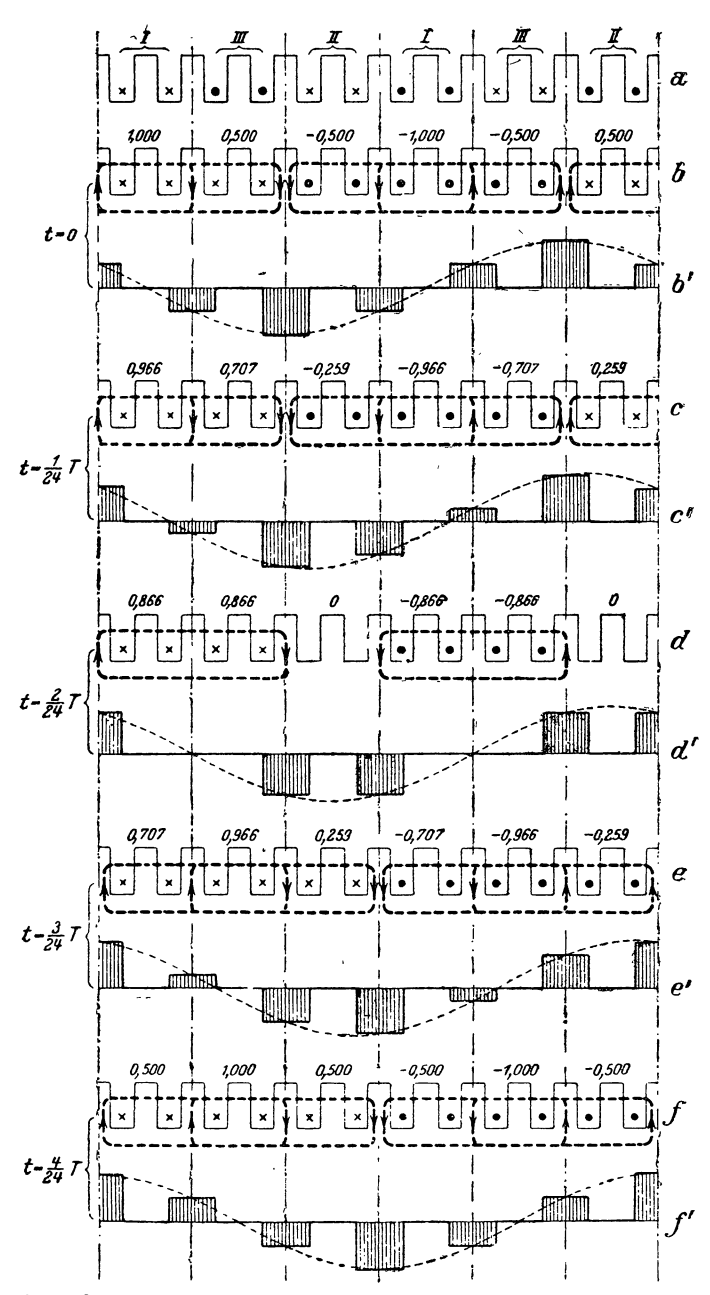
Если $\rho = 1$, $\varkappa = 1$ и $\sigma = 1$, то относительная удельная проводимость становится равной удельной проводимости. Так как ρ и $\varkappa$ не на много отклоняются от 1, то значения таблицы 3 позволяют приблизительно судить о величине удельной проводимости и могут служить для первого приближенного вычисления реактивного сопротивления одной фазы, причем обмотки с катушками одинаковой формы (обе последние строки таблицы) предполагаются диаметральными.

5. Влияние рассеяния якоря на кривую поля.

а. Добавочная магнитная нагруженность зубцов. Рассеяние впадин и головок зубцов якоря влечет за собою добавочную магнитную нагруженность якоря. Особое внимание следует уделить добавочной нагруженности зубцов, чтобы показать ее косвенное влияние на кривую поля.

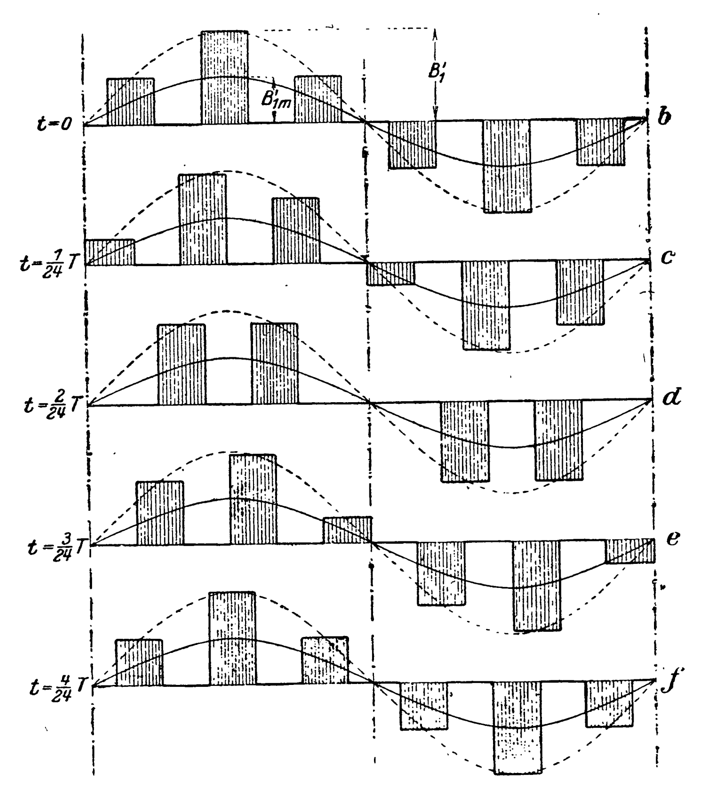
В виде примера на фиг. 82a представлены впадины двухполюсной трехфазной машины, имеющей обыкновенную обмотку с $q = 2$ впадинами на полюс и фазу, причем полный ток во впадинах обозначен крестиками и точками в предположении, что три фазы обмотки обтекаются постоянным током в положительном направлении. Римские цифры над впадинами обозначают фазы; штрихпунктирными линиями отмечены середины зубцов между смежными фазами обмотки.

На фиг. 82b — f в интервалах, равных $^1/_{24}$ периода, надписаны значения полных токов впадин при синусоидальном токе (см. [Л20], 49B) и указаны, в предположении бесконечно большой проницаемости якорного железа, линиями, состоящими из жирных черточек, главные пути потока рассеяния впадин. Как это видно сразу, поток рассеяния впадин воздействует только на те зубцы, которые расположены между смежными фазами обмотки. То же относится к потоку рассеяния головок зубцов. На фиг. 82b′ — f′ площадки заштрихованных прямоугольников в пределах одного полюсного деления изображают потоки рассеяния



Фиг. 82. Добавочная нагруженность якорных зубцов, обусловленная потоком рассеяния (жирные черточки) в различные моменты t. Диаметральная обмотка с $q_1 = 2$.

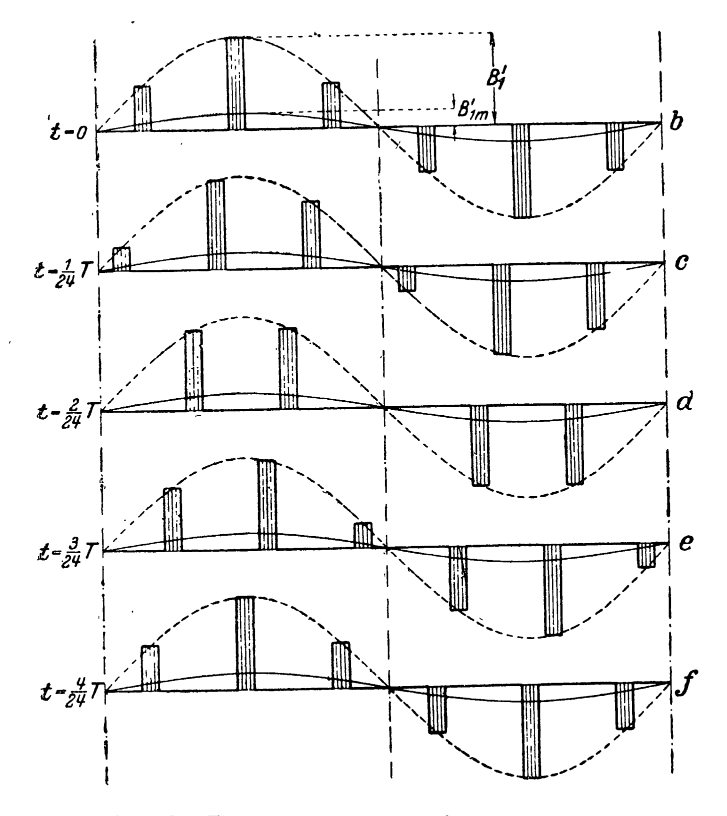
зубцов на единицу длины якоря. Ординаты этих площадок определяются точками пересечения средних штрихпунктирных линий с пунктирной синусоидой, положение которой совпадает с положением основной волны кривой возбуждения якорного поля. В то же время эти ординаты выражают те фиктивные индукции в воздушном промежутке, которыми определяются добавочные магнитные нагруженности якорных зубцов, обусловленные полем рассеяния (см. § b).



Фиг. 83. Положение добавочной нагруженности зубцов по фиг. 82 относительно ротора в различные моменты t.

Начертив эти фиктивные индукции относительно вращающегося ротора, мы получаем (в двойном масштабе ординат) картину фиг. 83b—f. Положение ротора относительно этих кривых зависит от временного угла сдвига фаз ψ между якорным током и фиктивной ЭДС ротора. Пунктирная синусоида на фиг. 83 указывает в то же время положение кривой возбуждения якорного поля, которая отстает от кривой возбуждения поля индуктора на пространственный угол сдвига фаз $\psi + \pi/2$. Если мы будем фиксировать наше внимание на любой, но определенной точке ротора, иными словами, будем рассматривать фиктивную индукцию в воздушном промежутке, которой соответствует добавочная нагруженность зубцов, при одних и тех же абсциссах на фиг. 83b — f, то увидим, что фиктивная добавочная индукция в воздушном промежутке, которою

определяется результирующая кривая поля в рассматриваемом месте ротора, колеблется незначительно, пока этому месту противостоит зубец между смежными фазами обмотки, т. е. на протяжении времени $t = T/6q$, во всех же других положениях — эта индукция равна нулю, а именно на протяжении времени $t = T(q-1)/6q$. Для лучшего понимания на фиг. 84b — f представлена еще картина добавочной фиктивной индукции в воздушном промежутке при $q = 6$. Среднюю во времени добавочную



Фиг. 84. То же, что на фиг. 83, но для $q_1 = 6$.

нагруженность можно положить равной $1/q$ максимальной нагруженности и представить сплошною синусоидой на фиг. 83 и 84.

Влияние добавочной магнитной нагруженности в зубцах, обусловленной рассеянием якоря, выражается в том, что поле несколько ослабляется в тех местах, где добавочная нагруженность вызывает увеличение индукции в зубцах и, наоборот, усиливается в тех местах, где происходит уменьшение результирующей индукции в зубцах. В § С 3 мы увидим, как можно определить это влияние на кривую поля. Теперь же мы вычислим сначала величину этой добавочной нагруженности.

b. Величина добавочной магнитной нагруженности в зубцах. Максимальное значение потока рассеяния, воздействующего на один зубец,

равно

$$\Phi_{SZ} = \Theta_{N_{\max}} (G_N + G_K), \tag{130a}$$

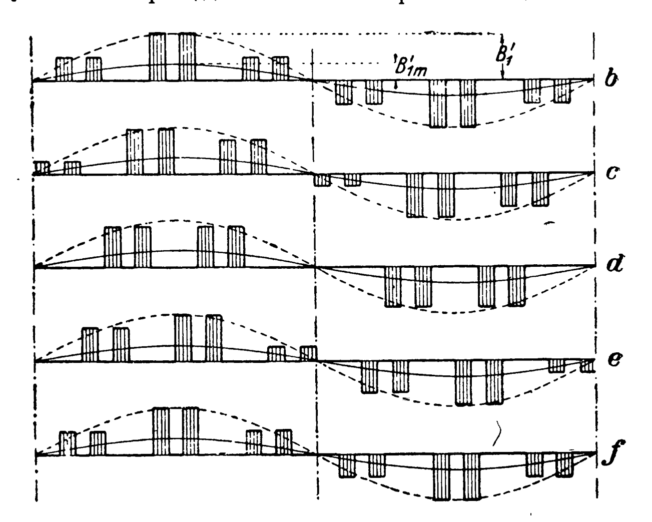
где

$$\Theta_{N_{\max}} = \sqrt{2} \frac{w_1}{pq_1} I_1 \tag{130b}$$

означает максимальное значение полного тока впадины, а

$$G_N + G_K = \Pi_0 l_i (\lambda_N + \lambda_K) \tag{130c}$$

магнитная проводимость рассеяния впадин и зубцов, λ_N и λ_K — соответственные удельные проводимости. Если принять еще во внимание дей-



Фиг. 85. То же, что на фиг. 84, но с укороченным на 2 зубцовых деления шагом обмотки.

ствительное для трехфазных машин соотношение между линейною нагрузкой якоря и якорным током

$$A = \frac{3w_1 I_1}{p\tau}, \tag{130d}$$

то зависящее от места и времени максимальное значение фиктивной индукции в воздушном промежутке, по которому можно вычислить добавочную магнитную нагруженность в якорных зубцах (см. фиг. 83 и 84b), равно

$$B_1' = \frac{\Phi_{SZ}}{l_i t_1} = \sqrt{2}\, \Pi_0 \frac{w_1 I_1}{pq_1 t_1} (\lambda_N + \lambda_K) = \sqrt{2}\, \Pi_0 A (\lambda_N + \lambda_K) \tag{131a}$$

и временное среднее значение в месте максимальной добавочной нагруженности

$$B'_{1m} = \frac{B'_1}{q_1} = \sqrt{2}\, \Pi_0 A \frac{\lambda_N + \lambda_K}{q_1} \tag{131b}$$

Максимальная добавочная (кажущаяся) нагруженность в зубцах, обусловленная потоком рассеяния якоря, равна

$$B'_{SZ}=\frac{l_i t_1}{Q_Z}B'_1, \tag{131c}$$

где Q_Z означает сечение железа зубца [том I, урав. (251b)]. При том же значении $\lambda_N+\lambda_K$ эта максимальная нагруженность, согласно урав. (131a), не зависит от числа впадин q_1 на полюс и фазу и определяется линейною нагрузкою якоря и формою впадин, между тем как среднее во времени значение

$$B'_{SZm}=\frac{B'_{SZ}}{q_1} \tag{131d}$$

обратно пропорционально числу впадин q_1 на полюс и фазу и, значит, тем менее заметно, чем больше q_1.

Величину B'_{1m} можно также вычислить приближенно по диаграмме напряжения синхронной машины, относящейся к основным волнам напряжений и ЭДС (см. фиг. 116), представив себе, что индуктивное падение напряжения $\xi_1(X_N+X_K)I$ индуктировано в воздушном промежутке волною индукции, максимальное значение которой равно

$$B'_{1m}=B_1\frac{\xi_1(X_N+X_K)I_1}{E_r}, \tag{132a}$$

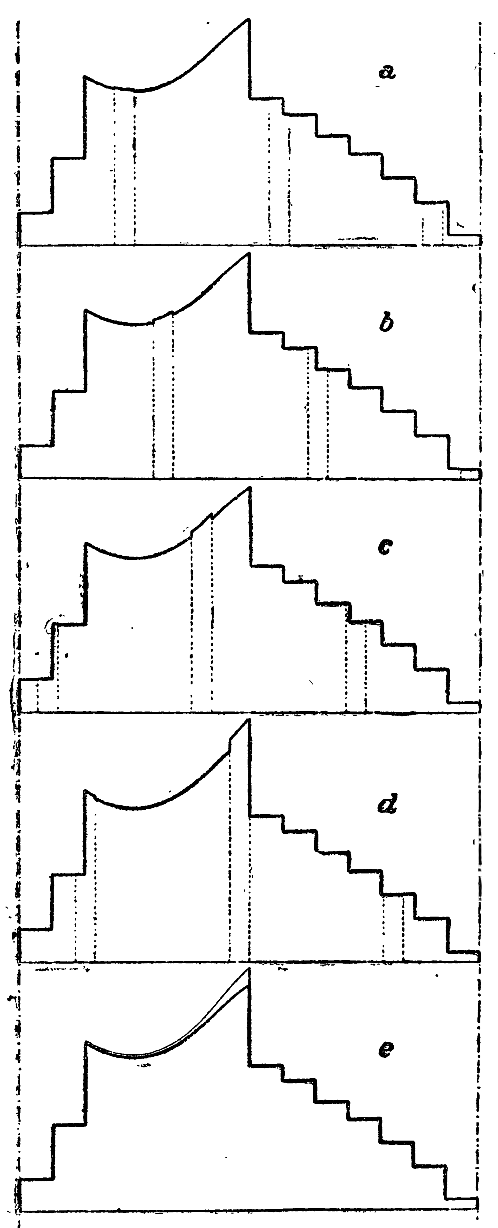
где B_1 означает амплитуду основной волны индукции в воздушном промежутке, индуктирующей результирующую ЭДС E_r. Обмоточный коэфициент ξ_1 якорной обмотки мы должны ввести здесь потому, что фиктивная волна индукции с амплитудою B'_{1m} индуктирует не ЭДС $(X_N+X_K)I_1$, а ЭДС $\xi_1(X_N+X_K)I_1$. Если мы подставим E_r по урав. (139), т. I (взяв $\nu=1$ и ξ_1 вместо ξ_ν), I_1 по урав. (130d) и X_N+X_K по урав.(375) тома I, то получим в соответствии с урав. (131b)

$$B'_{1m}=\sqrt{2}\frac{\pi}{3}\Pi_0 A\frac{\lambda_N+\lambda_K}{q_1}\approx\sqrt{2}\,\Pi_0 A\frac{\lambda_N+\lambda_K}{q_1}. \tag{132b}$$

Если якорная обмотка выполнена в виде двуслойной с укороченным шагом, то между смежными фазами обмотки в верхнем слое находятся не те зубцы, что в нижнем слое, и зубцы, ограниченные одними и теми же парами фаз, расходятся между собою на столько же зубцовых делений, на сколько шаг обмотки расходится с полюсным делением. Поток рассеяния, который при диаметральной обмотке проходит через один зубец, распределяется здесь между двумя зубцами, так что B'_1 здесь вдвое меньше, а B'_{1m} имеют такую же величину, как при диаметральной обмотке. На фиг. 85 показано, как вдоль каждого зубцового деления якоря изменяется фиктивная индукция в воздушном промежутке, которую мы изобразили на фиг. 84 для диаметральной обмотки, когда шаг укорочен на два зубцовых деления. У обмоток с укороченным шагом фиктивную индукцию в воздушном промежутке можно тоже вычислять по урав. (131b) или (132a).

c. Пример. Чтобы показать на примере из практики, как влияет на результирующую кривую поля добавочная нагруженность в зубцах,

обусловленная полем рассеяния якоря, вычислены были кривые поля (согласно § С 3) для рассчитанного в §§ С1d и С4 турбогенератора при номинальной нагрузке и для 4 моментов в интервалах, равных 1/24 периода; они представлены на фиг. 86а — d. Зубцовые деления для якорных зубцов, испытывающих добавочную магнитную нагруженность, выделены пунктирными ординатами; закономерные скачки кривых поля приходятся на середины обмотанных впадин ротора.



На фиг. 86е представлены обе пограничные кривые, между которыми колеблется кривая поля во время относительного перемещения якоря и индуктора, причем в пределах обмотанной полюсной дуги ротора расхождение между ними не показано, потому что оно ничтожно мало (см. фиг. 86а — d). Верхняя кривая была бы действительна при $q_1 = 1$, то-есть в том случае, когда поток рассеяния проходит через все зубцы статора, а нижняя кривая — в том случае, когда поток рассеяния равен нулю, то-есть когда не возникает добавочной нагруженности, обусловленной потоком рассеяния якоря. В нашем примере $q = 8$, так что среднее во времени значение кривой поля расположено выше на 1/8 разности между обеими кривыми, чем нижняя кривая, и не показано на чертеже, потому что оно почти совершенно совпадает с нижнею кривой.

Мы видим таким образом, что влияние добавочной нагру-

Фиг. 86 а — е. а) — d) Кривые поля турбогенератора §§ С1d и 4 через интервалы времени, равные 1/24 периода, с учетом рассеяния якоря; колебания в кривой возбуждения якорного поля не приняты во внимание (ср. фиг. 32), е) предельные кривые, между которыми колеблется индукция в неподвижной относительно ротора точке.

женности на зубцах вследствие потока рассеяния на кривую поля, очень незначительно и что в большинстве практических случаев, особенно при $q_1 > 2$, им можно пренебрегать (см. также § C 4).

6. Кривые намагничивания.

За последние годы способность динамной стали намагничиваться была улучшена травлением листов. Это улучшение особенно заметно у высоколегированной стали, так что разность между кривыми для обыкновенной и для высоколегированной стали значительно меньше, чем на кривых фиг. 150 и 151 тома I. Мы воспроизводим поэтому на фиг. 87 и 88 кривые намагничивания, которые получил Леман (K. O. Lehmann, [Л 24]), подвергнув новые сорта стали испытаниям по особому, им же изобретенному способу. Кривые эти вычерчены таким же образом, как в томе I, и под осью абсцисс начерчены кривые, которые, согласно сказанному в томе I, § II G 3, служат для определения действительной индукции по кажущейся.

Сталь была получена осенью 1927 года от фирмы Bergmann-Elektrizitätswerke.

По опытам Лемана для нормальной динамной стали ($V_{10} = 3{,}6$ W/kg, $\Delta = 0{,}5$ mm), удельный вес $s = 7{,}71$ kg/dm³ и удельное сопротивление $\rho_{20^\circ} = 0{,}23\ \Omega\ \mathrm{mm^2/m}$, а для высоколегированной стали ($V_{10} = 1{,}35$ W/kg, $\Delta = 0{,}35$ mm) $s = 7{,}53$ kg/dm³ и $\rho_{20^\circ} = 0{,}58\ \Omega\ \mathrm{mm^2/m}$. Измерения были проведены вплоть до индукции $B = 32\,000$ гауссов. Полное насыщение для нормальной стали достигается при $B = 22\,500$ гауссов. Начиная от этой индукции, имеет место уравнение

$$B = 21\,000 + 0{,}4\pi H \text{ гауссов} \tag{133a}$$

Для высоколегированной стали полное насыщение достигается при $B = 21\,000$ гауссов. Начиная от этой индукции, действительное уравнение:

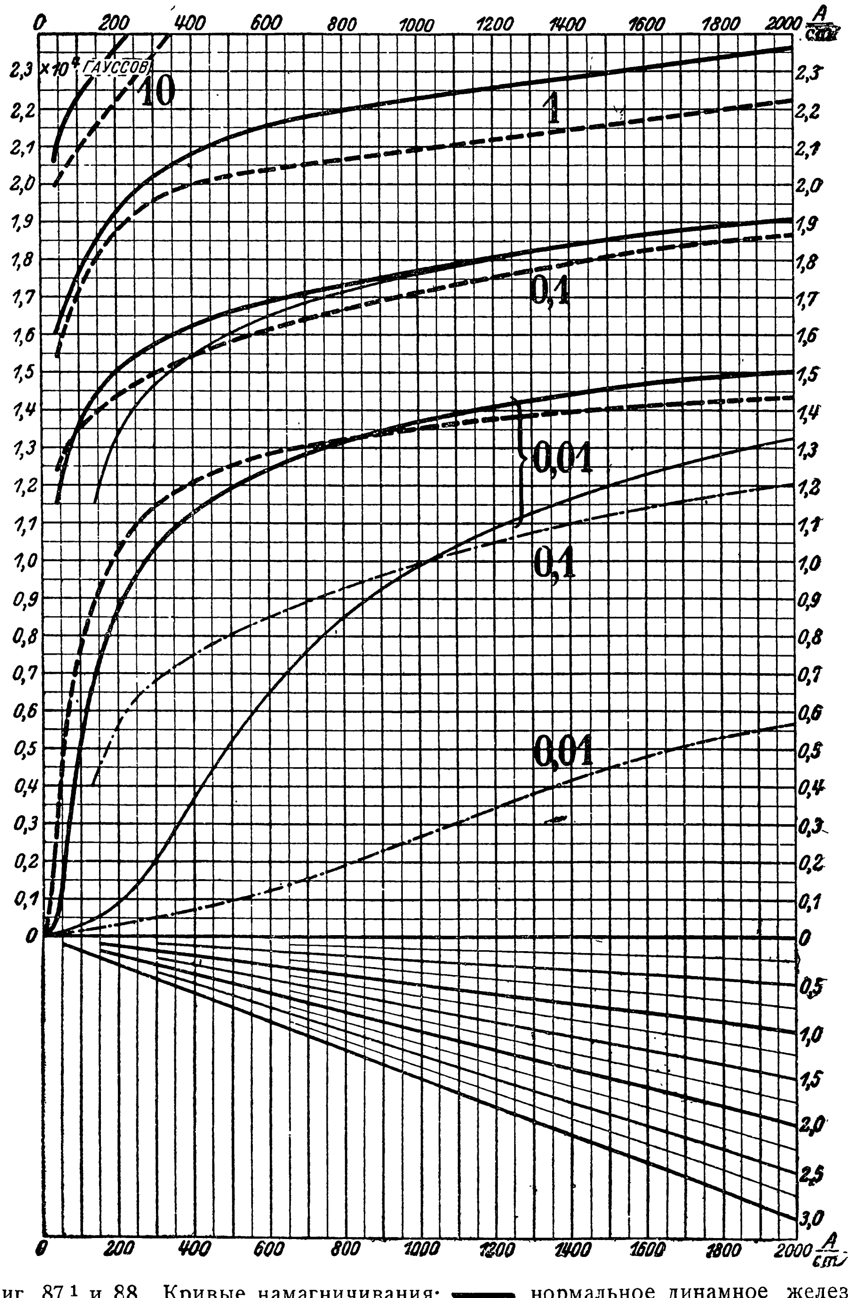
$$B = 19\,700 + 0{,}4\pi H \text{ гауссов.} \tag{133b}$$

Напряженность магнитного поля H нужно брать в A/cm.

Сравнивая кривые фиг. 87 и 88 со старыми кривыми фиг. 150 и 151 тома I, мы видим, что новые кривые для нормальной, обыкновенной стали при $B > 18\,000$ гауссов расположены несколько выше, а при $B < 18\,000$ гауссов несколько ниже. Для высоколегированной стали новые кривые везде расположены гораздо выше, чем старые. Средние значения новых кривых намагничивания, предоставленных в наше распоряжение фирмами AEG и SSW, приблизительно совпадают с кривыми фиг. 87 и 88 как для нормальной, так и для высоколегированной сталей.

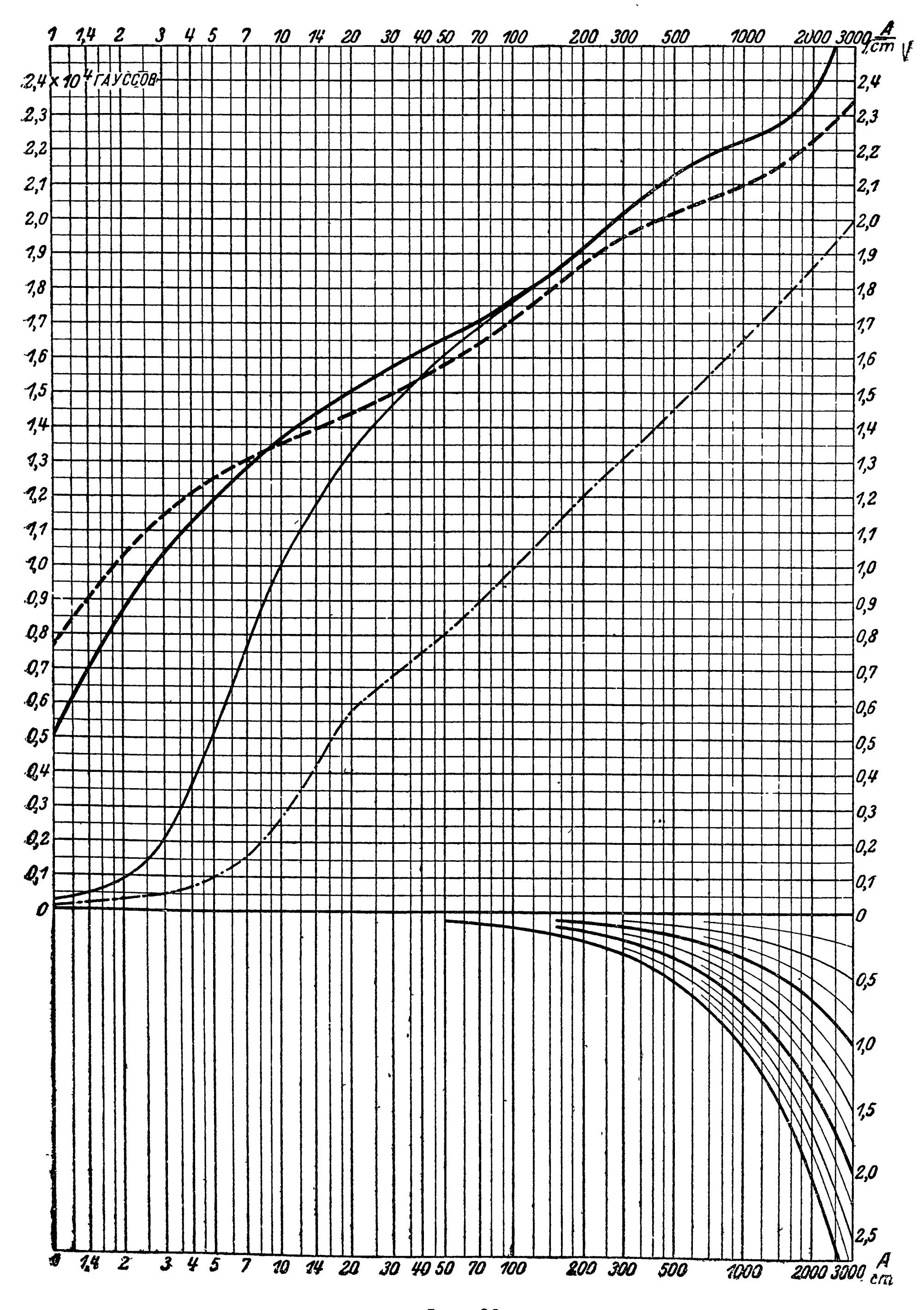
Для роторов в качестве магнитных материалов применяются попрежнему сименс-мартеновская сталь, хромникелевая сталь, литая сталь, литое железо, ковкое железо и чугун.

На фиг. 87 и 88 тонко вычерченная кривая представляет собою экспериментально полученную Леманом [Л 24] кривую намагничивания для сименс-мартеновской стали, которая при $B \approx 18\,000$ гауссов переходит в кривую для нормальной динамной стали, а при индукциях, превышающих 20 500 гауссов, расположена слегка ниже ее (на фиг. 87 и 88 она отсутствует). Средние значения кривых намагничивания AEG



Фиг. 87 [1] и 88. Кривые намагничивания: ▬▬▬ нормальное динамное железо, ▬ ▬ ▬ ▬ высоко-легированное железо, ———— сименс-мартеновская сталь, — · — · — · чугун.

[1] Масштаб абсцисс действителен только для частей кривых, обозначенных I, и для прямых под осью абсцисс (см. § II G 3, том I); для частей кривых, обозначенных 10, 0,1 и 0,01, его надо умножать на 10, 0,1 и 0,01.



Фиг. 88.

и SSW для сименс-мартеновской стали довольно близки к этой кривой. То же относится к средним значениям кривых намагничивания **хромникелевой стали** этих фирм при $B = 15\,000 - 18\,000$ гауссов, между тем как при $B > 18\,000$ гауссов они переходят в кривые для высоколегированной стали, а при $B < 15\,000$ гауссов расположены ниже, чем кривые для сименс-мартеновской стали на фиг. 87 и 88.

Для **литой стали** средние значения кривых фирм AEG и SSW расположены при $B > 15\,000$ гауссов приблизительно между кривыми фиг. 87 и 88 для нормальной и для высоколегированной стали, а при $B < 15000$ гауссов между кривыми для нормальной стали и для сименс-мартеновской стали.

Литое железо фирмы SSW в основном обладает свойствами литой стали, между тем как кривая намагничивания фирмы AEG для литого железа расположена значительно выше.

Кривая намагничивания для **ковкого железа** фирмы AEG при $B > 17\,000$ расположена несколько выше, чем кривая для нормальной динамной стали, а при $B < 17\,000$ гауссов — несколько ниже.

Кривая намагничивания для **чугуна** (— · — · —) на фиг. 87 и 88 перенесена с фиг. 150 и 151 тома I. Она близка к средним значениям соответственной кривой намагничивания фирм AEG и SSW. Если в распоряжении проектирующего нет для хромникелевой стали, литой стали, литого железа и ковкого железа особых кривых намагничивания применяемых материалов, то с грубым приближением можно при расчете магнитной цепи пользоваться следующими кривыми намагничивания из числа представленных на фиг. 87 и 88 для хромникелевой стали и литой стали при индукциях до $B \approx 15\,000$ гауссов — кривою сименс-мартеновской стали, а при больших индукциях — кривою высоколегированной стали; для литого железа и ковкого железа — кривою нормальной стали.

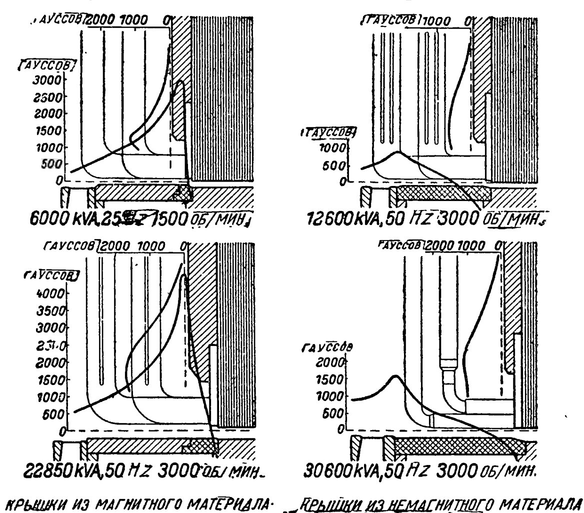
7. Добавочные потери.

На основании результатов многочисленных испытаний многофазных машин фирмы SSW можно по **Рюденбергу** (Rüdenberg [Л 32]) считать добавочные потери приблизительно пропорциональными номинальной кажущейся мощности машины. Согласно этим испытаниям, они колеблются у турбогенераторов приблизительно между $0{,}9\%$ и $2{,}5\%$ номинальной кажущейся мощности около среднего значения $1{,}5\%$, а у машин с явно выраженными полюсами (генераторов с маховыми массами) между $0{,}2\%$ и $1{,}5\%$ около среднего значения $0{,}6\%$. Однако, в самое последнее время добавочные потери у турбогенераторов удалось значительно сократить путем частичного применения немагнитных материалов в области полей рассеяния, широкого применения хордовой обмотки и других мероприятий, так что применительно к таким новейшим турбогенераторам можно в среднем оценивать добавочные потери величиною $1{,}2\%$ от номинальной кажущейся мощности.

В томе I, § II L, мы подробно изучили добавочные потери, возникающие в обмотке вследствие вытеснения тока, а также добавочные потери в железе при холостом ходе (II H 4 и 5). Здесь мы несколько подробнее остановимся на происходящих при **нагрузке** добавочных потерях с точки зрения особой конструкции турбогенераторов. Мы

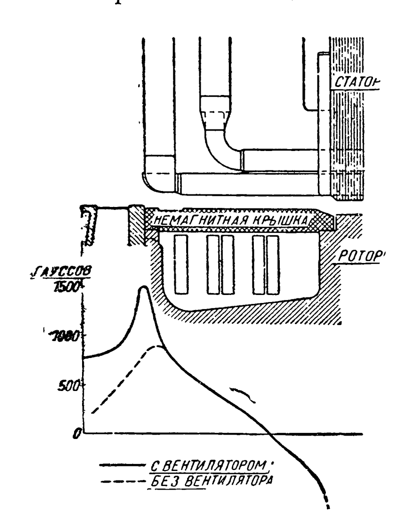
рассмотрим добавочные потери в нажимных плитах якоря и каппах ротора, а также в роторе, обусловленные высшими гармониками кривой поля и зубчатым строением якоря.

а. Добавочные потери, обусловленные полем в пространстве головок обмотки. Существенную часть добавочных потерь у турбогенераторов составляют добавочные потери в пространстве головок обмотки. Они зависят от поля в этом пространстве, создаваемом полным током якоря, а поэтому особенно заметны у турбогенераторов, якоря которых отличаются большой линейной нагрузкой.



Фиг. 89. Составляющие поля на поверхностях якорной нажимной плиты и роторной крышки.

Возбуждаемое якорной обмоткой поле в пространстве головок обмотки можно разложить на две части. Одна часть при многофазных машинах имеет в основном характер вращающегося поля и следовательно перемещается с синхронной скоростью относительно нажимных плит и защитных крышек якоря, индуцируя вихревые токи в этих частях машины, между тем как в роторных каппах при симметричной многофазной обмотке токи индуцируются только высшими гармониками, при ассиметричной или же однофазной нагрузке еще и обратною составляющей поля основной волны. Остальная часть поля в пространстве головок обмотки обусловлена полями рассеяния отдельных лобовых соединений, которые не создают вращающегося поля вместе с полями рассеяния других фаз обмотки; эта часть соответствует ограниченному в пространстве переменному полю и индуцирует вихревые токи во всех массивных частях, а также и во вращающихся каппах обмотки ротора.

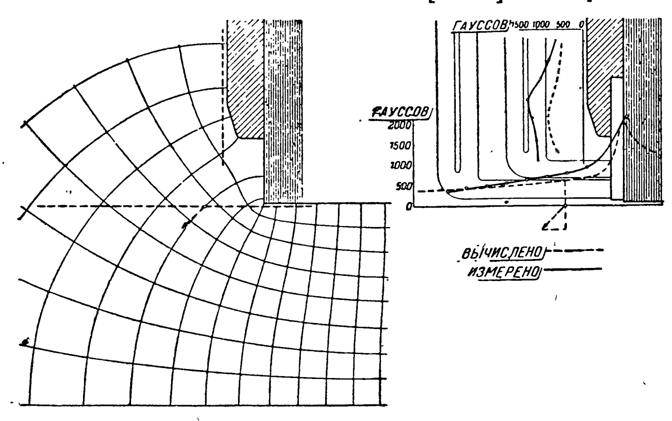


Фиг. 90. Влияние вентилятора из магнитного материала при немагнитных крышках на составляющую поля у поверхности крышки.

Вычисление добавочных потерь в пространстве обмоточных головок наталкивается на значительные затруднения, и поэтому в основном при-

ходится ограничиваться таким проектированием машины, чтобы поле в этом пространстве было незначительно. Достигнуть этого можно (ср. § L 4с) путем применения немагнитного материала для капп обмотки и для нажимных плит. Массивные соединительные части между стержнями и скобами якорной обмотки (см. фиг. 90) надо по возможности расположить так, чтобы они находились в относительно слабом магнитном поле. Было предложено также экранировать массивные нажимные плиты якоря из магнитного материала по отношению к полю лобовых частей посредством колец, составленных из листов динамного железа [Л 28].

Для иллюстрации влияния капп на поле в пространстве обмоточных головок мы приведем здесь несколько экспериментальных, а отчасти и графических исследований этого поля [Л 29]. На фиг. 89 предста-



Фиг. 91. а) При вынутом роторе (см. также фиг. 91 а — с).

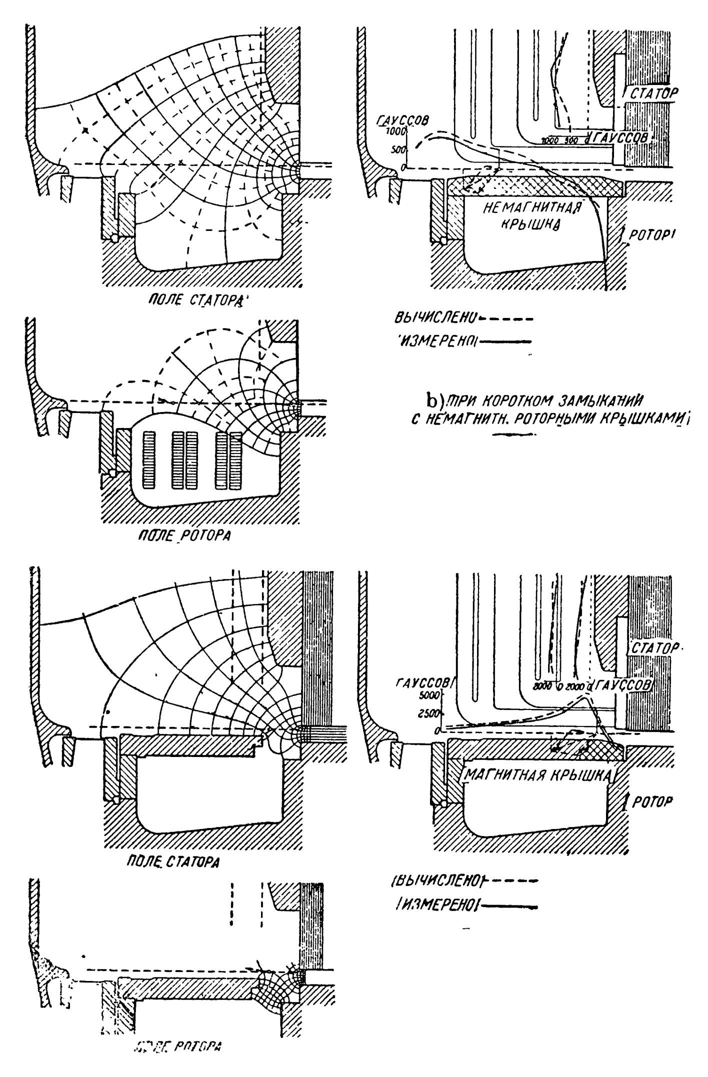
влены измеренные при помощи небольших пробных катушек составляющие поля на поверхностях якорной нажимной плиты и роторной каппы для четырех турбогенераторов фирмы SSW, из которых два имели роторные каппы из немагнитного материала. Ясно видно, что соста-

Таблица 4

Влияние материала роторных капп турбогенератора мощностью 20 000 kVA на добавочные потери и нагрев.

Каппы из материала	Магнитного	Немагнитного
Нижимная плита по середине расточки	73° C	33,5° C
„ „ вблизи „	83° C	39,5° C
Соединения между стержнем и скобою, внешняя расточка	84,5° C	93,5° C
Соединения между стержнем и скобою, внутренняя расточка	150,0° C	79,5° C
Добавочные потери при коротком замыкании . . .	393 kW	230 kW
„ „ „ вынутом роторе	171 kW	168 kW

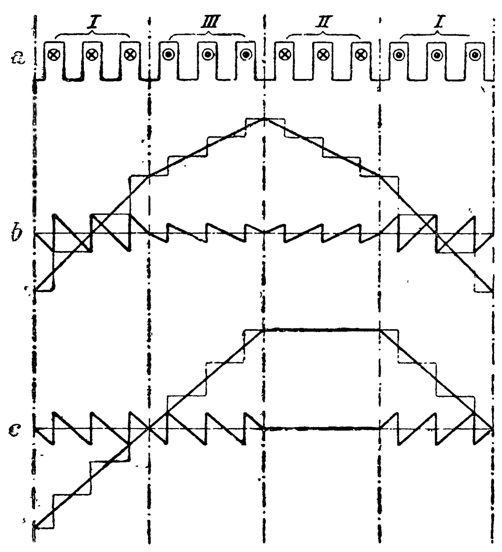
вляющие поля при немагнитных каппах гораздо меньше, чем при магнитных. На фиг. 90 показано, какое влияние при немагнитных каппах имеет вентилятор при магнитном и немагнитном материале на составляющую поля у поверхности капп.



Фиг. 91a — c. Турбогенератор мощностью 20 000 kVA. Сетка линий поля и линий уровня и нормальных составляющих поля.

Магнитное поле в пространстве обмоточных головок можно приближенно найти по картинам поля. На фиг. 91a — c начерчены такие картины поля и показаны вычисленные по ним составляющие поля при номинальном токе наряду с экспериментально найденными для двухполюсного трехфазного турбогенератора с кажущеюся мощностью

20 000 kVA[1]. Фиг. 91a действительна при вынутом роторе, фиг. 91b при коротком замыкании и немагнитных каппах, фиг. 91c при коротком замыкании и магнитных каппах. Этот турбогенератор был также подвергнут испытанию на нагрев при коротком замыкании и при магнитных и немагнитных каппах. Результаты этого испытания приведены в таблице 4 и ясно показывают влияние капп.



Фиг. 92a — c. Разложение ступенчатой кривой возбуждения поля (тонкие линии) на плавную и пилообразную (толстые линии). b) в момент t_1, c) в момент t_2; ср. фиг. 92d.

b. Потери, обусловленные высшими гармониками кривой поля при гладком якоре. На фиг. 92a дана развертка части якоря, имеющего $q = 3$ впадины на полюс и фазу, и указаны крестиками и точками положительные направления обмотки в трех ее фазах, обозначенных *I*, *II*, *III*. Результирующие кривые возбуждения поля изображены тонкими ступенчатыми кривыми на фиг. 92b и c для моментов $t_1 = 0$ и $t_2 = T/12$, которым соответствует положение линии времени в диаграмме фиг. 92d. Эти кривые возбуждения поля мы можем разложить на 2 части, показанные жирными линиями. Одна часть соответствует совершенно равномерно распределенной по окружности якоря обмотке, между тем как другая, пилообразная часть обусловлена только впадинами. Первая часть преимущественно определяется высшими гармониками невысокого порядка, примерно $\nu < N/p$, где N означает число впадин якоря, между тем как вторая часть определяется только гармониками высокого порядка, а именно $\nu \geqslant N/p$. В этом параграфе мы прежде всего рассмотрим добавочные потери, обусловленные гармониками первой части кривой возбуждения поля.

t_1 t_2 I III II

Фиг. 92d.

Для вычисления этих потерь мы можем исходить из уравнения, которое вывел Рюденберг для потерь в массивном тормозе, работающем вихревыми токами ([Л 21], урав. 66). Согласно этому уравнению потери на вихревые токи равны[2]

$$Q_1' = \frac{p}{2} l \tau \frac{v^2}{\rho} B^2 F \cdot 10^{-7} \text{ W}, \qquad (134')$$

[1] Хотя kVA≡kW, все же мы, согласно REM [Л 22], указываем кажущуюся мощность в kVA, а активную — в kW; таким образом, уже одно обозначение единиц позволяет узнать, о какой мощности идет речь: о кажущейся или активной.

[2] Уравнение (66) у Рюденберга действительно для потерь W на про-

где p означает число пар полюсов, l длину якоря, τ полюсное деление, v скорость синусоидально распределенного поля относительно поверхности индуктора, ρ удельное сопротивление, B фиктивную амплитуду индукции на поверхности индуктора и F коэфициент, имеющий размерность длины, о котором нам еще придется говорить подробнее. Отдельные величины этого уравнения нужно подставлять в единицах C.G.S. Если ввести, как повсюду в этой книге, удельное сопротивление ρ в Ω mm²/m, а прочие величины в единицах C.G.S, т. е. длины в cm и индукцию в гауссах, то мы можем также написать

$$Q_1' = F \frac{p}{2} l\tau \frac{v^2}{\rho \cdot 10^5} B^2 \cdot 10^{-7} \text{ W}. \tag{134}$$

Чтобы найти потери Q_ν', обусловленные ν-ою гармоникой, мы должны для p, τ, v, F и B подставить соответственные величины ν-ой гармоники, которые мы характеризуем индексом ν. Если p — число пар полюсов и τ полюсное деление основной волны, то $p_\nu = \nu p$ и $\tau_\nu = \tau/\nu$.

Скорость ν-ой гармоники симметричной трехфазной обмотки равна по урав. (94)

$$v_\nu = \pm \frac{v}{\nu}, \tag{135a}$$

где v означает скорость ротора и верхний знак $+$ относится к прямым, а нижний знак — к обратным волнам. В урав. (134) нужно поставить скорость ν-ой гармоники относительно ротора, то-есть

$$v_\nu' = v_\nu - v = v\left(\pm \frac{1}{\nu} - 1\right). \tag{135b}$$

Но мы имеем

$$v = 2\tau f, \tag{135c}$$

следовательно, для абсолютного значения v_ν' получается

$$|v_\nu'| = 2\tau f \frac{\nu \mp 1}{\nu}. \tag{135}$$

Это выражение надо поставить в урав. (134) вместо v, чтобы найти обусловленные ν-ою гармоникой потери в роторе. Верхний знак — относится к прямым волнам, то-есть 7, 13, 19, 25 и т. д., нижний знак относится к обратным волнам, то-есть 5, 11, 17, 23 и т. д.

Коэфициент F (см. выноску) мы определяем путем подстановки отдельных величин из уравнения (59) [Л 21]. При этом $\frac{\pi}{\tau}\nu$ тем меньше относительно $4\pi\mu \frac{v_\nu}{\rho 10^5} = \frac{8\pi\mu\tau}{\rho \cdot 10^5} f \frac{\nu \mp 1}{\nu}$, чем меньше порядковое число. Но при средних значениях $\mu = 3000$,

---

тяжении одного полюсного деления. Следовательно, $Q_1' = 2pW$. Вместо l у Рюденберга стоит λ и вместо ρ — величина s.

Далее при обозначениях Рюденберга

$$F = \frac{1}{\varkappa} \frac{d^2}{(n+d)^2 + k^2}, \tag{134a'}$$

причем отдельные величины этого выражения определяются уравнением (59) [Л 21]. Надо иметь еще при этом в виду, что у Рюденберга величина ν имеет иное значение, чем порядковое число отдельной волны, для которого мы неизменно пользуемся символом ν.

$\rho = 0{,}1\ \Omega\ \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$ для железа, $\tau = 100$ cm и $f = 50$ Hz величина $\frac{\pi}{\tau}\nu$ только при $\nu = 121$ составляет около $0{,}1\%$ от $\frac{8\pi\mu\tau}{\rho \cdot 10^5} f \frac{\nu \mp 1}{\nu}$, так что мы можем спокойно пренебречь $\frac{\pi}{\tau}\nu$ по сравнению с $\frac{8\pi\mu\tau}{\rho \cdot 10^5} f \frac{\nu \mp 1}{\nu}$ при вычислении F_ν. Сделав это, мы получаем

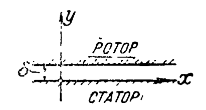
$$F_\nu = \frac{\chi}{2\pi\zeta}\ \mathrm{cm}, \tag{136}$$

где

$$\zeta = \sqrt{\frac{\mu f}{\rho \cdot 10^5}(\nu \mp 1)}\ \mathrm{cm}^{-1},$$

$$\chi = \frac{(\mu\delta)^2}{\left(\frac{2}{\pi}\frac{\tau^2}{\nu^2}\zeta + \mu\delta\right)^2 + \left(\frac{2}{\pi}\frac{\tau^2}{\nu^2}\zeta\right)^2}, \tag{136a и b}$$

причем δ означает длину воздушного промежутка. Для наименьшего порядкового числа $\nu = 5$ при $\mu = 3000$, $\rho = 0{,}1\ \Omega\ \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$, $\tau = 100$ cm, $\delta = 2$ cm и $f = 50$ Hz величина χ равна 0,470 и по мере увеличения порядкового числа приближается к значению 1. Наконец, нам нужно еще определить амплитуду B_ν нормальной составляющей ν-ой гармоники индукции у окружности ротора. Для кривой возбуждения ν-ой гармоники многофазной обмотки мы можем написать согласно урав. (180) и (181) тома I и по урав. (96)



Фиг. 93. Система координат для урав. (137—142).

$$f(x)_\nu = \frac{\sqrt{2}}{\pi}\frac{\tau}{\nu} \cdot \xi_\nu A \sin\nu\frac{\pi}{\tau}x, \tag{137a}$$

где $A = A_{cp}$ означает эффективную линейную нагрузку по урав. (96а). Отсюда линейная нагрузка ν-ой гармоники получается путем диференцирования кривой возбуждения поля по x [урав. (166b) тома I] равной

$$a_\nu = \sqrt{2}\,\xi_\nu A \cos\alpha x, \tag{137b}$$

если для сокращения положить

$$\alpha = \nu\frac{\pi}{\tau}. \tag{137c}$$

Пренебрегая магнитным напряжением вдоль железа, мы получаем тогда для касательной составляющей напряженность магнитного поля на поверхности якоря (фиг. 93):

$$y = 0;\quad H_x = -a_\nu = -\sqrt{2}\,\xi_\nu A \cos\alpha x. \tag{137}$$

В воздушном промежутке действительны уравнения

$$\mathrm{rot}\,\overline{H} = 0\,^{1} \quad \text{или} \quad \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \tag{138a и b}$$

и

$$\mathrm{div}\,\overline{B} = \Pi_0\,\mathrm{div}\,\overline{H} = 0\,^{1} \quad \text{или} \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0. \tag{138c и d}$$

[1] В этих уравнениях под $\overline{H}$ и $\overline{B}$, как в томе I, понимаются физические векторы.

Диференцируя урав. (138b) по x и урав. (138d) по y и вычитая одно из другого, мы получаем

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} = 0. \tag{138}$$

Для решения этого уравнения мы полагаем

$$H_y = f(y) \sin \alpha x. \tag{139}$$

Тогда урав. (138) принимает вид

$$\frac{\partial^2 f(y)}{\partial y^2} - \alpha^2 f(y) = 0. \tag{139a}$$

Решение этого уравнения дает

$$f(y) = C\varepsilon^{\alpha y} + D\varepsilon^{-\alpha y}, \tag{139b}$$

где ε означает основание натуральных логарифмов, а C и D — постоянные интегрирования, которые должны быть определены по предельным условиям задачи. Согласно урав. (139) и (139b) имеем

$$H_y = (C\varepsilon^{\alpha y} + D\varepsilon^{-\alpha y}) \sin \alpha x \tag{140a}$$

и следовательно по урав. (138b)

$$H_x = \int \frac{\partial H_y}{\partial x} dy = (C\varepsilon^{\alpha y} - D\varepsilon^{-\alpha y}) \cos \alpha x. \tag{140b}$$

Предельное условие для $y = 0$ дается урав. (137), предельным условием для $y = \delta$ является $H_x = 0$. При этих предельных условиях из урав. (140b) получаются постоянные интегрирования

$$C = \frac{\sqrt{2}\,\xi_\nu A}{\varepsilon^{2\alpha\delta} - 1} \quad \text{и} \quad D = \frac{\sqrt{2}\,\xi_\nu A}{1 - \varepsilon^{-2\alpha\delta}}. \tag{141a и b}$$

Подставив их в уравн. (140a), мы получаем нормальную составляющую напряженности магнитного поля на поверхности ротора ($y = \delta$)

$$H_y = \sqrt{2}\,\xi_\nu A \frac{2}{\varepsilon^{\alpha\delta} - \varepsilon^{-\alpha\delta}} \sin \alpha x = \frac{\sqrt{2}\,\xi_\nu A}{\operatorname{sh} \nu \frac{\pi}{\tau} \delta} \sin \nu \frac{\pi}{\tau} x \tag{142a}$$

и амплитуду индукции ν-ой волны на поверхности ротора

$$B_\nu = \frac{0{,}4\pi \sqrt{2}\,\xi_\nu A}{\operatorname{sh} \nu \frac{\pi}{\tau} \delta} \text{ гауссов,} \tag{142}$$

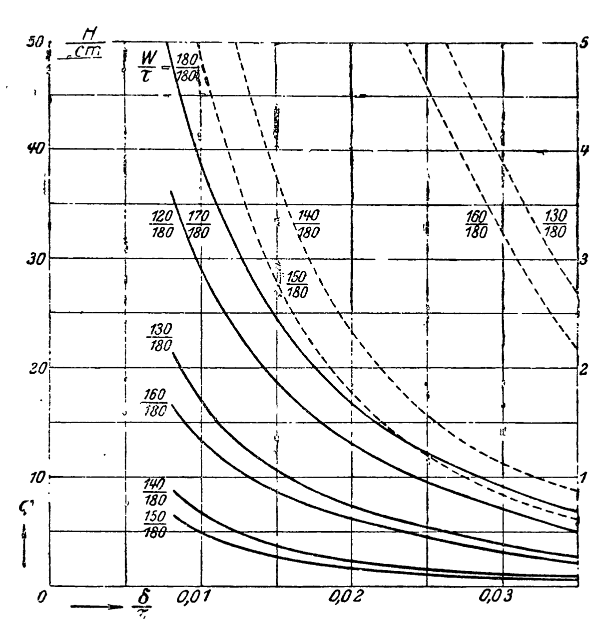
где A выражено в A/cm.

У обычных трехфазных обмоток ширина фазовой зоны $\gamma\tau = \tau/3$. Тогда по уравнению (148) тома I обмоточный коэфициент равномерно распределенной обмотки, которую мы положим в основу наших расчетов, равен

$$\xi_\nu = \frac{\sin \nu \frac{\pi}{6}}{\nu \frac{\pi}{6}} \varsigma_\nu \tag{143a}$$

где ς_ν означает катушечный коэфициент при катушках одинаковой ширины. Если катушки имеют различную ширину, то обмотку надо заменить эквивалентною обмоткою с катушками одинаковой ширины [см. том I, § II C 4]. Величина $\sin\nu\,\frac{\pi}{6}$ для всех принимаемых во внимание высших гармоник равна $^1/_2$, так что можно написать

$$\xi_\nu^2 = \frac{9}{\pi^2\nu^2}\,\varsigma_\nu^2. \tag{143b}$$



Фиг. 94. q по урав. (144a) в функции от отношения длины воздушного промежутка к полюсному делению при различных отношениях ширины катушки к полюсному делению.

Если мы, наконец, подставим в урав. (134) зависящие от ν величины и произведем суммирование по всем встречающимся при трехфазной обмотке значениям ν, то получим для потерь, обусловленных в роторе высшими гармониками,

$$Q' = pl\left(\frac{A}{100}\right)^2 \frac{f}{100}\left(\frac{\tau}{100}\right)^2 q \text{ ватт}, \tag{144}$$

где для сокращения принято

$$q = 5{,}76\,\frac{\tau}{\rho}\,\frac{f}{100} \sum_{\substack{\nu = 7,\ 13 \text{ и т. д.} \\ 5,\ 11 \text{ и т. д.}}} F_\nu \left(\frac{\nu \mp 1}{\nu}\right)^2 \frac{\varsigma_\nu^2}{\nu^2 \operatorname{sh}^2 \nu \frac{\delta}{\tau}\pi}\;\frac{\text{H}}{\text{cm}}. \tag{144a}$$

Здесь l, τ и F_ν в cm, f в $\sec^{-1}$, ρ в Ω mm²/m, A в A/cm, причем в $\nu \mp 1$ знак — относится к $\nu = 7$, 13, 19 и т. д., а знак + к $\nu = 5$, 11, 17 и т. д.

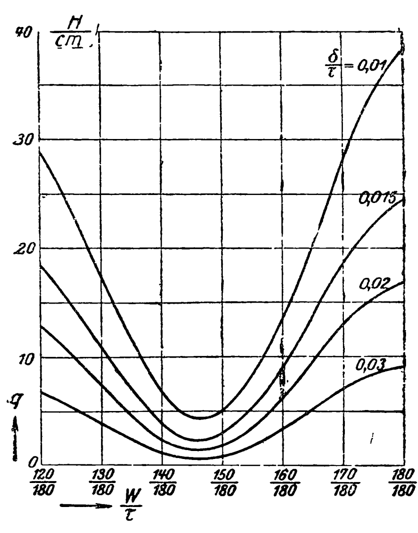
Величина q, вычисленная при средних значениях $\rho = 0{,}1\ \Omega\ \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$, $\mu = 3000$, частоте $f = 50$ Hz и полюсном делении $\tau = 120$ cm, представлена на фиг. 94, как функция от δ/τ при отнесенных к полюсному делению ширинах катушки

$$\frac{W}{\tau} = \frac{180}{180},\ \frac{170}{180},\ \frac{160}{180},\ \frac{150}{180},\ \frac{140}{180},\ \frac{130}{180}\ \text{и}\ \frac{120}{180}.$$

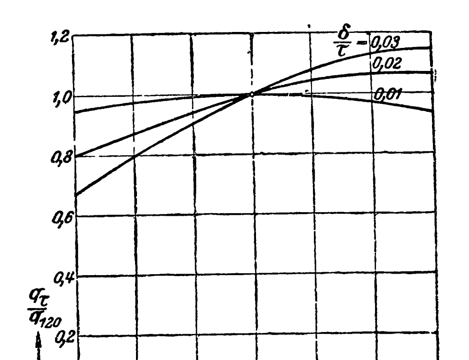
Кривая для $W/\tau = 120/180$ почти совпадает с кривою для $W/\tau = 170/180$. Пунктирные кривые относятся к указанному с правой стороны десятикратному масштабу ординат.

Если мы отложим q как функцию отнесенной к полюсному делению ширины катушки W/τ, то получим кривые фиг. 95 и убедимся, что потери, обусловленные высшими гармониками кривой поля при гладком якоре, достигают минимума при ширине катушки

$$W/\tau \approx 146/180 = 0{,}81.$$



Фиг. 95. q по урав. (144а) в функции от отношения ширины катушки к полюсному делению при различных δ/τ.



Фиг. 96. q по урав. (144а) для отношения любого полюсного деления (q_τ) к полюсному делению при $\tau = 120$ cm (q_{120}) для диаметральных катушек.

Чтобы показать влияние полюсного деления τ на величину q, мы относим q к значению q_{120} при $\tau = 120$, которое представлено на кривых фиг. 94 для определенных значений f, ρ и μ. На фиг. 96 отношение q_τ/q_{120} показано для $W/\tau = 180/180 = 1$, как функция от полюсного деления τ при различных значениях δ/τ. Подсчет для других W/τ показал, что величина q_τ/q_{120} практически не зависит от W/τ.

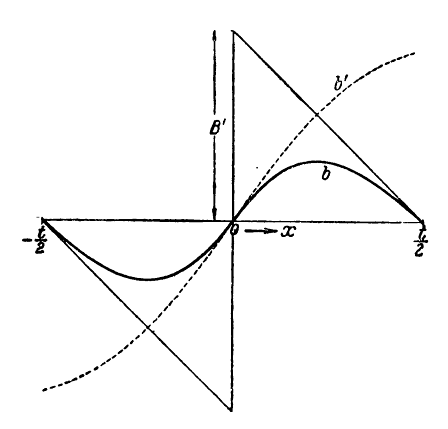
Для суждения о влиянии частоты f, удельного сопротивления ρ и проницаемости μ, мы всякий раз изменяем одну из этих трех величин при равенстве прочих условий, а именно при $\tau = 120$ cm, $\delta/\tau = 0{,}02$, $f = 50$ Hz, $\rho = 0{,}1\ \Omega\ \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$, $\mu = 3000$. Получающиеся при этом значения q мы относим к первоначальному значению q (фиг. 94). Мы по-

лучаем, например,

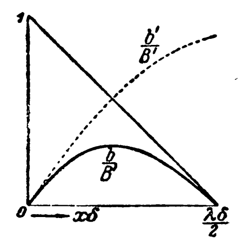
$$\frac{q_{f=25}}{q_{f=50}}=0{,}87;\quad \frac{q_{\rho=0,2}}{q_{\rho=0,1}}=0{,}87,\quad \frac{q_{\mu=1500}}{q_{\mu=3000}}=0{,}905. \qquad (145a—c)$$

Отсюда мы видим, что влияние частоты, удельного сопротивления и проницаемости тоже не очень велико, так что с грубым приближением представленные на фиг. 94 значения q действительны для большинства практически встречающихся случаев.

с. Потери, обусловленные зубчатым строением якоря. Кроме добавочных потерь, обусловленных гармониками плавной кривой возбуждения поля согласно предыдущему параграфу, у зубчатого якоря возникают еще потери, обусловленные пилообразною кривою фиг. 92b и с, представляющие собою, в виду высокой частоты этих гармоник, чисто поверхностные потери.



Фиг. 97. Определение кривой поля b по пилообразной кривой возбуждения поля.



Фиг. 98. Определение кривой b/B' по кривой b'/B'.

Пилообразная кривая возбуждения поля изменяется во времени с частотою тока в основном по закону синуса и находится в покое относительно якоря, иными словами, перемещается относительно ротора с синхронной скоростью.

Если бы все впадины обтекались максимальным значением тока в одном и том же направлении, то у нас получилась бы для всей окружности якоря указанная на фиг. 92b в зоне 1 пилообразная кривая. На фиг. 97 эта кривая вычерчена в пределах одного зубцового деления (тонкая сплошная линия). Если бы только одна из впадин на периферии якоря обтекалась током, то на поверхности ротора получилось бы такое же распределение поля, которое мы увидим для различных случаев в § D1b (фиг. 148) для кривой поля при полюсных наконечниках с острыми краями. На фиг. 97 такая кривая (b') показана пунктирной линией; действительно возникающее на роторе распределение поля мы получаем путем умножения ординат тонкой сплошной линии на ординаты пунктирной кривой фиг. 97. Это распределение представлено жирными линиями. Кривую эту мы должны разложить на ее отдельные гармоники, вычислить для каждой отдельной гармоники поверхностные потери по урав. (291) тома I и сложить потери всех гармоник. Для B_0

нужно при этом подставить амплитуду ν-ой гармоники B_ν, причем мы здесь обозначаем через $\nu = 1$ соответствующую зубцовому делению на якоре гармонику с частотою $f = Nn$; для t надо подставить t/ν и для Nn выражение $Nn\nu$.

Таким образом мы получаем для удельных поверхностных потерь

$$V_o = k_o \sum_\nu \left(\frac{Nn\nu}{10\,000}\right)^{1,5} \left(\frac{B_\nu t}{\nu \cdot 1000}\right)^2 \text{W/m}^2$$

$$= k_o \left(\frac{Nn}{10\,000}\right)^{1,5} \sum_\nu \left(\frac{B_\nu t}{1000}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{\nu}} \text{ W/m}^2. \qquad (146)$$

Амплитуду индукции B_ν мы относим к фиктивной индукции B', которая бы образовалась при возбуждении одной только впадины действующим значением полного тока впадины Θ_N при очень широкой головке зубца, как максимальным ее значением (см. фиг. 97) и пишем

$$B_\nu = K_\nu B'. \qquad (147a)$$

Пренебрегая магнитным напряжением в железе, мы получаем

$$B' = \frac{\Pi_0 \sqrt{2}\, \Theta_N}{2\delta}. \qquad (147b)$$

Введя $\Theta_N = At$ в амперах, мы получаем

$$B' = 0{,}89 \frac{\Theta_N}{\delta} \text{ гауссов}. \qquad (147c)$$

Положив далее

$$t = \lambda\delta, \qquad (147d)$$

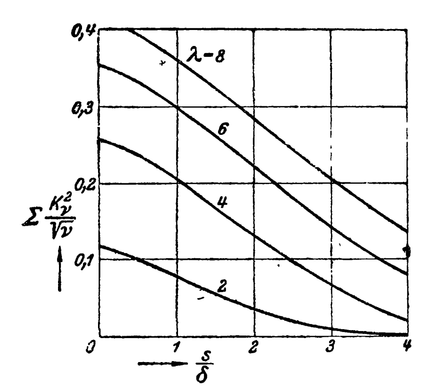
мы можем написать для поверхностных потерь

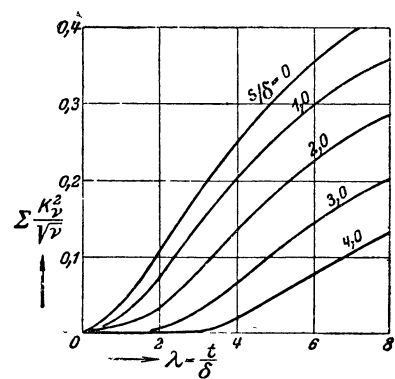
$$V_0 = 0{,}79\lambda^2 k_0 \left(\frac{\Theta_N}{1000}\right)^2 \left(\frac{Nn}{10\,000}\right)^{1,5} \sum_\nu \frac{K_\nu^2}{\sqrt{\nu}} \text{ W/m}^2. \qquad (147)$$

В урав. (147) значение k_0 нужно взять из таблицы к урав. (291c) тома I (для массивного ковкого железа $k_0 \approx 23{,}3$), Θ_N нужно подставить в А, n в *об/мин*. Сумму $\sum_\nu K_\nu^2/\sqrt{\nu}$ в урав. (147) нужно определить путем анализа по кривой индукции b (см. фиг. 97). Для определения кривой b вычисляют сначала по урав. (102) и (103 а) работы Фрея, посвященной конформным изображениям [Л 33], кривую $\frac{b'}{B'}(x\delta)$, пунктиром показанную на фиг. 98, проводят прямую через точки (0,1) и $\left(\frac{\lambda\delta}{2}, 0\right)$, умножают ординаты этой прямой на кривую $\frac{b'}{B'}(x\delta)$ и получают жирно вычерченную на фиг. 98 кривую $\frac{b'}{B'}(x\delta)$. С помощью определившихся по этим кривым значений K_ν вычислена была сумма $\sum_\nu K_\nu^2/\sqrt{\nu}$ для различных s/δ и λ и представлена на фиг. 99a и b как функция от s/δ и λ.

При выводе этих уравнений мы предполагали, что пилообразная кривая возбуждается неизменным во времени максимальным значением полного тока впадины (зона I на фиг. 92b). В действительности же полный ток впадины колеблется с частотою тока (обычно равною 50 Hz). Но эта частота мала по сравнению с частотою Nn, с которой пилообразная кривая перемагничивает поверхность ротора, перемещаясь относительно нее. Поэтому мы можем учесть влияние колебаний тока, введя для вычисления поверхностных потерь средние удельные поверхностные потери

$$V_{om} = \frac{1}{2} V_o. \tag{148a}$$





Фиг. 99a и b. $\sum \frac{K_\nu^2}{\sqrt{\nu}}$ в урав. (147); a) в функции от s/δ при различных $\lambda = t/\delta$, b) в функции от λ при различных s/δ.

Тогда мы получим для общих поверхностных потерь цилиндрического ротора

$$Q_o' = p\tau l V_o, \tag{148}$$

где для l нужно подставить полную длину чистого железа ротора.

При двуслойных обмотках с укороченной шириною катушки W токи в нижнем и верхнем слое не во всех впадинах совпадают по фазе. В особом случае при

$$\frac{W}{\tau} = \frac{2}{3} \tag{149a}$$

они во всех впадинах сдвинуты по фазе на 60° и амплитуда пилообразной кривой составляет тогда только $\sqrt{3}/2$ от амплитуды, образующейся при диаметральных катушках. Тогда для коэфициента k_σ, на который нужно умножить потери при диаметральных катушках, чтобы получить потери при $W/\tau = 2/3$ получается

$$k_\sigma = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^2 = 0{,}75. \tag{149}$$

Практически речь может итти только о ширине катушек

$$\frac{2}{3} \leqslant \frac{W}{\tau} \leqslant 1. \tag{150a}$$

В таком случае мы в пределах каждой из зон *I*, *II* и *III* на фиг. 92 имеем по две области; в одной из этих областей шириною $\frac{\tau}{3}-(\tau-W)=$ $=W-\frac{2\tau}{3}$ токи в верхнем и нижнем слое совпадают по фазе, а в другой области шириною $\tau-W$ они сдвинуты по фазе на 60°. В этом наиболее общем случае мы можем написать

$$k_\sigma=\frac{W-\frac{2\tau}{3}+(\tau-W)\,\frac{3}{4}}{\frac{\tau}{3}}=\frac{1}{4}\left(1+3\,\frac{W}{\tau}\right). \qquad (150)$$

Следовательно, влияние укорочения на поверхностные потери невелико.

d. Пример. Для турбогенератора, рассчитанного в § C 1d и 4, с номинальною кажущеюся мощностью $P_{iN}=12\,000$ kVA при 3000 *об/мин* имеем $p=1$, $l=177$ cm, $\tau=124$ cm, $f=50$ Hz, $A=426$ A/cm, $\delta/\tau=0{,}0162$, $W/t=1$.

По фиг. 94 и 95 [урав. (144а)] мы получаем

$$q=23{,}35\ \frac{\text{H}}{\text{cm}}$$

и, следовательно, по урав. (144) для потерь на вихревые токи, обусловленных гармониками невысокого порядка (гладкий якорь, § 7b)

$$Q'=57{,}35\ \text{kW},$$

то-есть 0,48% от номинальной кажущейся мощности.

Из фиг. 99b мы получаем при $s/\delta=0{,}2$ и $\lambda=2{,}59$

$$\sum\frac{K_\nu^2}{\sqrt{\nu}}=0{,}148.$$

По урав. (148а) и (147) мы получаем при $k_0=23{,}3$

$$V_{om}=2160\ \text{W/m}^2$$

и для поверхностных потерь, обусловленных впадинами якоря (гармоники высокого порядка, § 7c)

$$Q_0'=10{,}73\ \text{kW},$$

то-есть 0,09% от номинальной кажущейся мощности.

Предполагая такое выполнение якорной обмотки, при котором все параллельно соединенные отдельные проводники, на которые подразделен каждый проводник якорной обмотки, обтекаются одним и тем же током (идеальная скрутка отдельных проводников, см. [Л 20] § 33), мы можем вычислить отношение сопротивлений внутри впадины совершенно так же, как если бы все отдельные проводники были соединены последовательно, то-есть по урав. (330b) тома I, где ξ нужно найти по урав. (323c) и (323e) тома I, если для h подставить высоту отдельного проводника, а именно $h=0{,}15$ cm. Таким путем мы получаем

$$\xi=0{,}119 \text{ и } k_N=1{,}032.$$

Тогда для добавочных потерь вследствие вытеснения тока внутри впадины получается

$$3R_g I_N^2 \frac{l_A}{l_m} (k_N - 1) = 0{,}45 \text{ kW},$$

т. е. 0,004% от номинальной кажущейся мощности.

Итак, все вычисленные здесь добавочные потери составляют

$$Q' + Q_0' + R_g I_N^2 \frac{l_A}{l_m} (k_N - 1) = 68{,}5 \text{ kW},$$

или 0,57% от номинальной кажущейся мощности. К ним еще присоединяются потери в пространстве головок обмотки, а также в нажимных плитах, каппах обмотки и т. д., с трудом поддающиеся вычислению.

Если бы мы выполнили обмотку с укороченным шагом, а именно с $W/\tau = 0{,}81$, то получили бы $Q' = 0{,}05\%$ от P_{iN}, $Q_0' = 0{,}09\%$ от P_{iN} и $3R_g I_N^2 \frac{l_A}{l_m} (k_N - 1) = 0{,}004\%$ от P_{iN}. Тогда их сумма составляла бы только 0,44% от номинальной кажущейся мощности.

8. Возникновение токов в подшипниках и меры борьбы с ними.

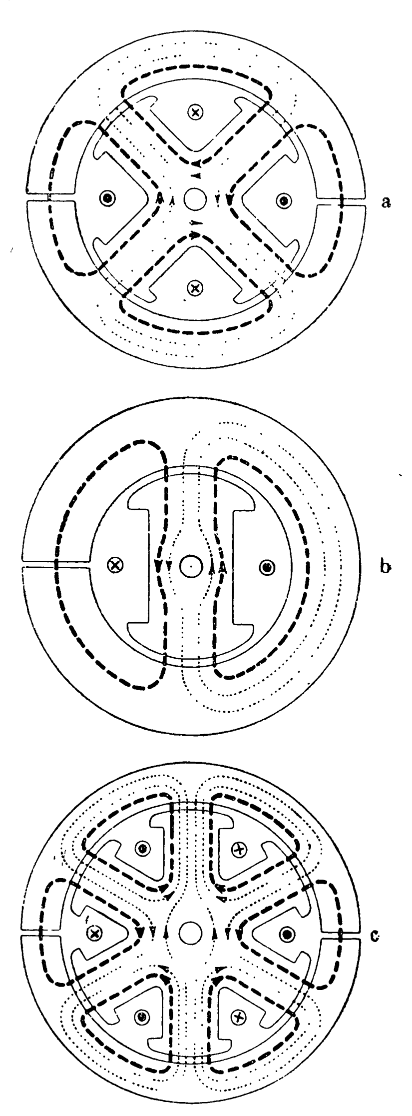
При не вполне симметричном устройстве машины контур, образуемый валом машины, подшипниками и основною плитой или корпусом, может оказаться сцепленным с изменяющимся во времени потоком индукции, что вызовет появление токов, которые, проходя через цапфы и подшипниковые вкладыши, разъедают рабочие поверхности подшипника. Опыт показал, что слой масла между цапфою и вкладышем не служит достаточной изоляцией от подобных токов. Сцепленный с валом переменный поток обусловлен магнитными асимметриями. Такие асимметрии возникают при разъемном статоре вследствие наличия стыков, а при неразъемном — вследствие эксцентричного положения ротора, стыков между перекрывающими друг друга сегментами листов, из которых набирается статор большой машины, канавок для шпонок, скрепляющих сегменты с корпусом, и отверстий в пакете листов, сквозь которые пропускаются стяжные болты.

Для объяснения этого процесса рассмотрим показанную на фиг. 100a четырехполюсную машину с двумя диаметрально противоположными стыками, в остальном же построенную совершенно симметрично. В изображенном положении ротора потоки индукции, проходящие через стыки, слабее тех потоков, которые замыкаются в неразъемных частях статора. На равномерное распределение потока, которое изображено жирными черточками и которое возникло бы, если бы статор имел 4 симметрично расположенных стыка, накладываются еще частичные потоки, показанные пунктирными линиями, из которых один охватывает вал машины. После перемещения ротора на одну восьмую оборота, что соответствует $^1/_4$ периода основной частоты машины, средние линии двух противолежащих полюсов совпадают со стыками; тогда по всем магнитным цепям проходит одинаковый поток и, следовательно, поток индукции, которым охвачен вал, равен нулю. При дальнейшем перемещении ротора на одну

восьмую оборота мы снова получаем такую же картину потока индукции, но теперь магнитодвижущие силы и направления потоков индукции прямо противоположны. Мы видим, что сцепленный с валом поток изменяется во времени, и притом с частотою машины. Следовательно, в контуре, замыкающемся через подшипники, могут возникать индукционные токи.

Эксцентричное положение ротора имеет в основном такие же последствия, как наличие одного стыка в статоре в месте увеличенного расстояния между ротором и статором. На фиг. 100 b показано распределение потоков для двухполюсной машины. Один из составляющих потоков охватывает вал и пульсирует снова с основной частотою машины.

Наоборот, если мы рассмотрим шестиполюсную машину с двумя противоположными стыками, в остальном опять совершенно симметричную, то убедимся, что при представленном на фиг. 100c положении ротора стыки не создают сцепленного с валом машины частичного потока, и к тому же выводу мы приходим в отношении всех остальных положений ротора. Таким образом здесь в подшипниках не могут возникать индукционные токи, если в остальном машина с магнитной точки зрения симметрична.



Фиг. 100 a — c. К объяснению возникновения токов в подшипниках: a) и b) токи в подшипниках, имеющие основную частоту, c) в подшипниках нет токов.

Результаты более подробного исследования возникающих в подшипниках токов и их частоты можно формулировать следующим образом. Если t обозначает наибольший общий делитель, для числа стыков S и для числа пар полюсов p, то в подшипниках токи возникать не могут, если для всех стыков, симметрично распределенных по окружности якоря, соблюдено условие

$$\frac{S}{t} = \text{четное число.} \qquad (151a)$$

В противном случае, то-есть, если

$$\frac{S}{t} = \text{нечетное число,} \qquad (151b)$$

в подшипниках возникают токи, частота которых превышает в S/t раз основную частоту машины. В случае фиг. 100a $S = 2$ и $p = 2$, следовательно, $t = 2$ и $S/t = 1$; в случае фиг. 100 b $S = 1, p = 1$, следовательно, $t = 1$ и $S/t = 1$; в обоих случаях возникают в подшипниках

токи основной частоты. В случае фиг. 100с $S = 2$ и $p = 3$, следовательно, $t = 1$ и $S/t = 2$; токи в подшипниках возникать не могут.

Стыки листовых сегментов и другие отверстия в листовом пакете имеют в основном такие же последствия, как стыки разъемного статора. Возникновение токов в подшипниках и частота их в этом случае определяются тоже урав. (151b), если S означает число стыков между листами, равное двукратному числу сегментов одного слоя, или число отверстий. Если же одновременно имеют место различного рода асимметрии, например, эксцентричное положение ротора и наличие стыков между листовыми сегментами, и если, например, условие (151а) для исчезновения токов в подшипниках от стыков удовлетворено, но имеет место одностороннее положение ротора ($S = 1$), то и стыки могут вызвать токи в подшипниках, частота которых тогда при небольшом числе полюсов кратна (S/t) основной частоте и которые дают себя знать в виде высших гармоник подшипниковых токов. По мере усиления возбуждения подшипниковые токи основной волны будут сперва расти, затем снова убывать, потому что магнитное напряжение в железе по мере усиления магнитной индукции производит все более уравнительное влияние. Зато высшие гармонические, обусловленные стыками между перекрывающими друг друга сегментами листов, будут ничтожно малы при умеренном возбуждении, при растущем же возбуждении они внезапно возрастут, потому что магнитная нагруженность листовых сегментов, включенных параллельно каждому стыку, действует при сильных индукциях почти как воздушная щель [Л 41].

Чтобы устранить возникновение подшипниковых токов, надо соблюсти условие (151а) касательно магнитной асимметрии. Если соблюсти его нельзя при помощи надлежащего размещения стыков и подразделения сегментов, то можно устроить искусственные стыки, например, в виде отверстий в тех местах листового пакета, где согласно урав. (151а) следовало бы поместить стыки. Предложено было также заглушать сцепленный с валом поток при помощи особых, коротко-замкнутых обмоток, охватывающих тело якоря [Л 40]. Самым верным средством предотвращения токов в подшипниках является изолирование по меньшей мере одного подшипника или подшипниковой стойки для преграждения токам пути. У машин, которые с одной стороны спарены с рабочей машиной или первичным двигателем, изолируется расположенная по другую сторону подшипниковая стойка, где обычно находится возбудитель. Нужно также изолировать подшипник рабочей машины, если она не насажена просто на конец вала. Для отведения возникающих подшипниковых токов от рабочей поверхности подшипников можно металлически соединить вал и подшипники через скользящую по валу щетку, однако этот прием оказался недостаточно эффективным.

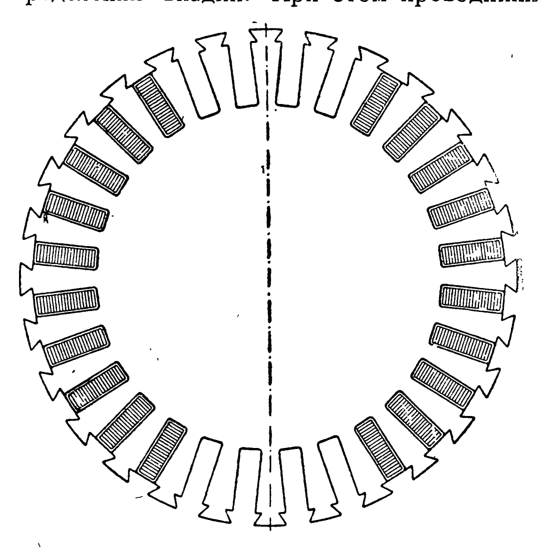
С. Машина с цилиндрическим ротором (с неявно выраженными полюсами).

1. Характеристика холостого хода.

В § II A 2 тома I мы уже указывали, что у турбогенераторов в виду больших центробежных сил, действующих на обмотку возбу-

ждения, ротор имеет форму цилиндрического барабана, во впадинах которого помещена обмотка. При этом получается также более благоприятное распределение магнитных нагруженностей железа ротора. Все синхронные машины можно разделить на два типа: машины с цилиндрическим ротором или с неявно выраженными полюсами, и — машины с выступающими, или с явно выраженными полюсами. В настоящей главе мы рассмотрим первый тип машин, применяемый для быстроходных паротурбогенераторов. Сперва опишем вкратце конструкцию ротора, называемого также магнитною системой или индуктором.

а. Формы выполнения ротора. Простейшая форма ротора получается при равномерном распределении впадин. При этом проводники обмотки возбуждения можно так распределить между отдельными впадинами, чтобы кривая возбуждения поля как можно меньше отклонялась от синусоиды. Но обычно, для лучшего использования и для более простого выполнения обмотки возбуждения, обматывается только часть впадин каждого полюсного деления, примерно от 0,65 до 0,75 их числа, и все обмотанные впадины имеют одинаковое число проводников, так что при питании обмотки возбуждения все обмотанные впадины имеют одинаковые полные токи. На фиг. 101 показано сечение такого двухполюсного ротора.



Фиг. 101. Двухполюсный ротор с равномерно распределенными впадинами.

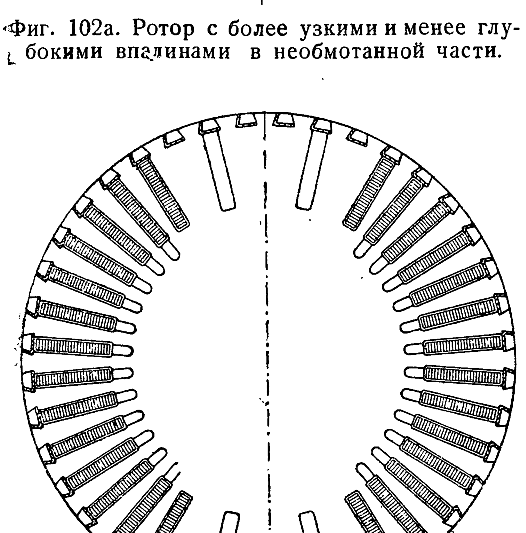
Зубцы необмотанной части ротора сильно нагружены при этом в магнитном отношении, так что кривая поля становится очень пологой. Если бы, наоборот, необмотанная часть ротора осталась без впадин, то индукция в воздушном промежутке на протяжении необмотанной зоны была бы относительно велика, так что кривая поля на протяжении полюсного деления приблизилась бы к прямоугольнику, основание которого соответствует необмотанной части ротора. Чтобы кривая поля отклонялась как можно меньше от синусоиды, необмотанную часть обычно снабжают более узкими и менее глубокими впадинами, как на фиг. 102a, или же меньшим числом впадин, как на фиг. 102b.

Профрезованные впадины с точки зрения производства и удобства закладывания обмотки возбуждения выполняются совершенно открытыми. Впадины, в которых лежит обмотка, часто снабжаются клиньями, отчасти железными, отчасти бронзовыми (фиг. 103a и b), чтобы по возможности уничтожить пульсации потока зубцов, которых приходится опасаться при совершенно открытых впадинах ротора и статора.

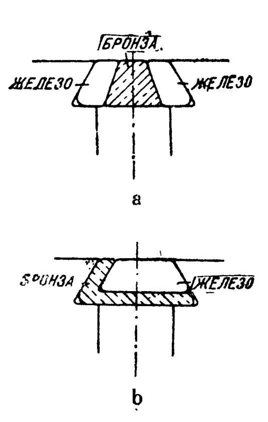
Необмотанные впадины обычно закрыты массивными железными или стальными клиньями. На фиг. 102a, b и 103 бронзовые части клиньев заштрихованы. Бронзовые клинья очень часто служат также стержнями демпферной обмотки, имеющей вид клетки и предназначенной для уничтожения обратного вращающегося поля, которое возникает при асимметричной обмотке (см. также фиг. 396); поэтому впадины с клиньями на фиг. 102b имеются и на необмотанной части ротора. Отверстия под обмотанными впадинами на фиг. 102a и b служат для вентиляции.

Фиг. 102a. Ротор с более узкими и менее глубокими впадинами в необмотанной части.

У двухполюсных машин ротор с концами вала обычно отковывается из одного куска, по большей части из сименс-мартеновской стали (см. фиг. 394). У многополюсных машин ротор собирается из стальных плит, насаживаемых на вал. Головки обмотки возбуждения в большинстве случаев при-



Фиг. 102b. Ротор с бо́льшим зубцовым делением в необмотанной, чем в обмотанной части.

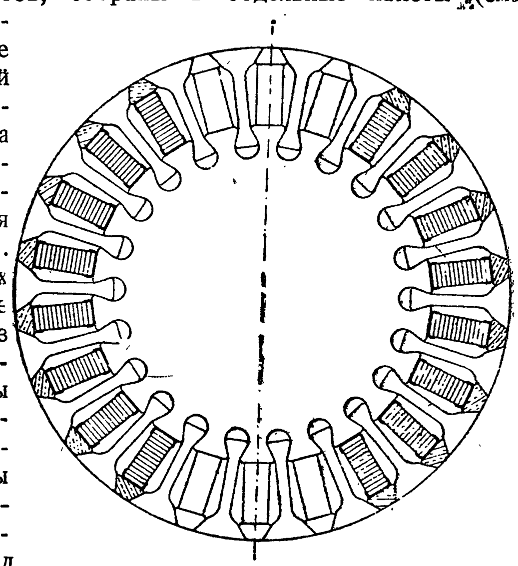


Фиг. 103 a и b. Составные клинья во впадинах из бронзы и железа.

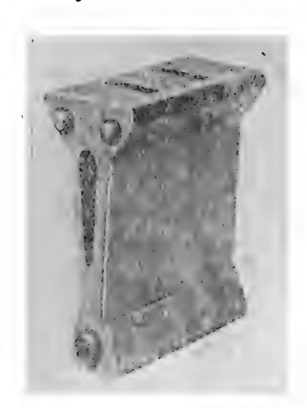
крываются каппами (крышками) из бронзы, а за последнее время — из немагнитной никелевой стали, порою также бандажами из стальной проволоки (см. фиг. 106e и фиг. 396).

У роторов фирмы AEG и бывшей фирмы Тиссен и Ко (ныне завод

SSW в Мюльгейме) впадины не фрезуются, а зубцы вставлены в имеющее форму барабана тело ротора, как показано на фиг. 104. Зубцы выштампованы из стальных листов, собраны в отдельные пакеты (см. фиг. 105) и вдвинуты в клинообразные впадины вала вместе с обмоткою, занимающей только часть полюсного деления (см. фиг. 106c). Обмотка и зубцы спрессовываются затем посредством клиньев, которые вгоняются в отверстия впадин (фиг. 104 и 106d). Во впадинах, содержащих обмотку, клинья состоят из немагнитного материала (из бронзы), в остальных впадинах — из железа. Эти впадины содержат, кроме того, железные вставки, в магнитном отношении разгружающие зубцы необмотанной части и создающие симметрию в механической нагрузке впадин. Под клиньями размещаются еще обычно медные стержни демпферной обмотки (на фиг. 104 они не показаны, см. фиг. 419). Охлаждающий воздух проходит через свободные промежутки между обмоткою и зубцами на фиг. 104, между тем как при зубцах согласно фиг. 105 он проходит через отверстие зубца. На фиг. 106a — e представлен двухполюсный ротор в различных стадиях изготовления. На фиг. a тело ротора не прострогано; на фиг. b в нем прострoганы впадины для зубцов; на фиг. c показано, как вдвигаются зубцы вместе с обмоткою, на фиг. d мы видим обмотку с вдвинутыми во впадины клиньями и, наконец, на фиг. e — готовый ротор с надвинутыми на обмотку каппами.



Фиг. 104. Ротор со вставными зубцами.



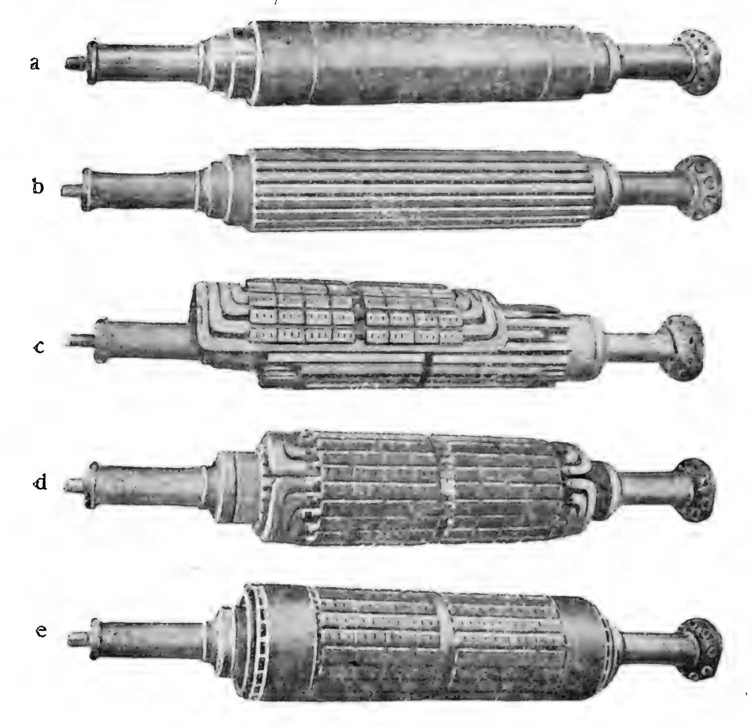
Фиг. 105. Набранный из листов вставной зубец для ротора по фиг. 104 AEG.

При техническом выполнении обмотки возбуждения устраивают столько групп катушек, сколько полюсов имеет машина (см. фиг. 106d). Чтобы при этом все группы имели одинаковое число катушек (желательно для возможно равномерного распределения головок обмотки), число обмотанных впадин на протяжении каждого полюсного деления должно быть четно. Это число впадин, подобно тому как для однофазных якорных обмоток, мы будем обозначать через q.

При всех формах выполнения боковая поверхность ротора в настоящее время является цилиндрической, благодаря чему воздуш-

ный промежуток вдоль окружности якоря сохраняет неизменную длину,

b. Ротор с закрытыми необмотанными впадинами. Рассмотрим сперва тот случай, когда необмотанная часть ротора либо совсем не имеет впадин, либо имеет впадины, закрытые железными клиньями хотя бы у поверхности (см. фиг. 102а и 104). Полные токи во всех



Фиг. 106а — е. Двухполюсный ротор в различных стадиях изготовления AEG.

обмотанных впадинах должны быть равны друг другу. Для потока индукции, входящего в якорь, мы полагаем в первом приближении

$$\Phi = \frac{\tau + b_P - t_2}{2} l_i B_L, \tag{152}$$

где b_P означает полюсную дугу необмотанной части по окружности ротора, измеренную между серединами прорезов пограничных впадин, а t_2 зубцовое деление ротора (фиг. 107), причем и та и другая величины приведены к диаметру якоря. По этой дуге индукция в воздушном промежутке вдоль окружности якоря приблизительно неизменна и равна индукции под серединою полюса B_L. Поток по урав. (152) получается, например, при представленной на фиг. 107 сплошной ступенчатой кривой поля или пунктирной кривой поля, имеющей форму трапеции.

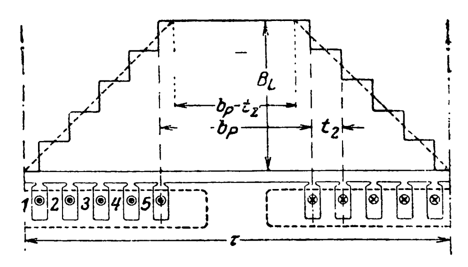
Задавшись определенной индукцией в воздушном промежутке B_L, мы определяем магнитное напряжение

$$U_R = 2U_L + 2U_{Z_1} + U_{A_1}, \quad (153a)$$

где индекс 1 относится к якорю и U_{A_1} определяется по уравнению (113) и фиг. 55 или 56 и 57 при помощи потока по урав. (152). Поток рассеяния в роторе при холостом ходе пропорционален U_R и равен

$$\Phi_S = 2\frac{U_R}{q_2}\Pi_O l_i \lambda, \quad (154)$$

где q_2 означает отнесенное к одному полюсу число обмотанных впадин ротора, а λ удельную проводимость для потока рассеяния, определяемую урав. (125a), (125b) и (127).



Фиг. 107. Кривая поля для ротора с закрытыми впадинами в необмотанной части ($\mu = \infty$).

Поток рассеяния мы получаем в V sec, если подставим U_R в A, $\Pi_0 = 1{,}257 \cdot 10^{-8}$ в H/cm и l_i в cm. Поток рассеяния нагружает только сердечник ротора и широкие зубцы его под полюсной дугой b_P, потому что во всех впадинах ротора действует один и тот же полный ток (см. фиг. 107, где поток рассеяния указан линиями, состоящими из толстых черточек). Для вычисления магнитного напряжения U_{Z_2} вдоль широкого зубца нужно, таким образом, исходить из потока

$$\Phi_{Z_2} = b_P l_i B_L + \Phi_S. \quad (154a)$$

Напряжение тела ротора U_{A_2} вычисляется по урав. (113) и фиг. 55 при помощи потока

$$\Phi_2 = \Phi + \Phi_S. \quad (154b)$$

Тогда магнитное напряжение вдоль пути в роторе равно

$$U_2 = 2U_{Z_2} + U_{A_2}, \quad (153b)$$

и полный ток ротора, соответствующий допущенной индукции в воздушном промежутке B_L, равен

$$\Theta = U_R + U_2. \quad (153)$$

Чтобы точнее определить кривую поля, для которой мы сперва задались упрощенной формой фиг. 107, мы вычисляем кривую $b_L(2U_V)$ для обмотанной части ротора, причем для сокращения полагаем

$$U_V = U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2}. \quad (155)$$

При этом мы можем пренебречь рассеянием, потому что поток рассеяния ротора не нагружает зубцов, расположенных вне дуги b_P между обмотанными впадинами (см. фиг. 107). Для вычисления U_L мы можем

9*

с достаточной точностью взять коэфициент Картера для впадин ротора, получаемый в предположении, что во впадинах нет тока. U_{Z_1} нам уже известно по урав. (153а).

Обозначим зубцы, начиная от нейтральной зоны до середины полюса, через 1, 2, ... $\frac{q_2}{2}$ (рис. 107). Полный ток ротора вдоль пути интегрирования, расположенного симметрично по отношению к нейтральной зоне и проходящего через середину n-го зубца сквозь воздушный промежуток, равен

$$\Theta_n = \frac{2(n-1)}{q_2}\Theta. \qquad (156a)$$

Этот полный ток должен быть равен магнитному напряжению обхода вдоль принятого нами пути интегрирования. При этом мы можем с достаточной точностью считать магнитное напряжение вдоль путей в теле статора и в теле ротора (см. § В 3 b) равным

$$U_{An} \approx (U_{A_1} + U_{A_2}) \sin(n-1) t_2 \frac{\pi}{\tau}, \qquad (156b)$$

где U_{A_1} и U_{A_2} обозначают магнитные напряжения тела статора и тела ротора при полном токе ротора Θ и индукции B_L, которые мы определили при помощи потоков по урав. (152) и (154b). Мы получаем, таким образом, отнесенную к зубцовому делению t_2 среднюю индукцию в воздушном промежутке b_L вдоль деления n-го зубца, взяв из кривой $b_L(2U_V)$ индукцию b_L, относящуюся к абсциссе

$$2U_V = \frac{2(n-1)}{q_2}\Theta - (U_{A_1} + U_{A_2}) \sin(n-1) t_2 \frac{\pi}{\tau}. \qquad (156)$$

Определив эту индукцию для всех, расположенных в пределах полюсного деления зубцов, мы можем построить ступенчатую кривую поля для различных B_L, найти поток Φ, основную волну индукции B_1 и основную волну потока Φ_1 и начертить более точную характеристику холостого хода $\Phi_1(\Theta)$. В случае надобности вычисленные ранее магнитные напряжения U_{A_1} и U_{A_2} подсчитываются при помощи потока Φ, найденного по новой кривой поля, и тогда мы получаем $\Phi_1(\Theta)$ во втором приближении.

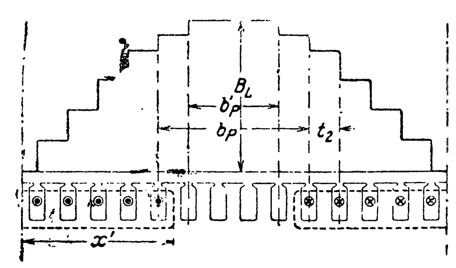
c. Ротор с отчасти открытыми необмотанными впадинами. Иногда отверстия впадин в необмотанной части окружности ротора не вполне закрыты железными клиньями (см. фиг. 102b). При таких условиях поток рассеяния загружает только зубцы, лежащие на границах полюсной дуги b_P на фиг. 108. Индукция в воздушном промежутке над этими зубцами будет тогда меньше, чем в остальной необмотанной части окружности ротора, соответствующей дуге b'_P, так что, придав надлежащие размеры сечению каждого зубца, можно получить кривую поля, в большей мере приближающуюся к синусоиде.

При определенной индукции B_L посредине полюса вычисляют затем $U_K = 2U_L + 2U_{Z_1} + U_{A_1}$, причем в основу вычисления U_{A_1} надо положить поток $\Phi \approx \frac{2}{\pi}\tau B_L l_i$, а в основу вычисления U_L — коэфи-

циент Картера в области дуги b'_P. Для этой области ротора поток рассеяния не имеет значения, и для вычисления U_{Z_2} мы получаем поток $\Phi_{Z_2} = b'_P l_i B_L$. Величина U_{A_2} определяется при помощи потока $\Phi_2 = \Phi + \Phi_S$. Тогда мы получаем $U_2 = U_{Z_2} + U_{A_2}$ и $\Theta = U_R + U_2$.

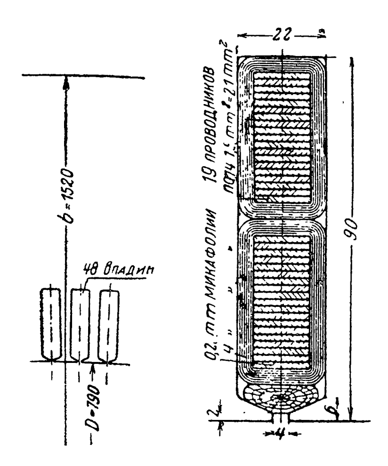
Чтобы определить индукцию над зубцами, сквозь которые проходит поток рассеяния, надо найти кривую $b_L(2U_V)$ для области $b_P - b'_P$, в которой расположены эти зубцы. Если середина такого зубца находится на расстоянии x' от нейтральной зоны, то b_L для этого зубца получается при магнитном напряжении

$$2U_V \approx \Theta - (U_{A_1} + U_{A_2}) \sin \frac{\pi}{\tau} x'.$$



Фиг. 108. Кривая поля ротора с открытыми впадинами в необмотанной части.

Для зубцов между обмотанными впадинами нужно вести расчет так же, как в предыдущем § b. Тогда можно построить кривую поля и определить Φ, основную волну B_1 и поток Φ_1. В случае надобности следует при помощи нового потока Φ подсчитать напряжения U_{A_1} и U_{A_2} более точно.



Фиг. 109. Якорный лист турбогенератора мощностью 12 000 kVA.

Фиг. 110. Якорная впадина

d. Пример расчета. Ход вычисления характеристики холостого хода мы покажем на примере турбогенератора, для которого в дальнейшем найдем также полный ток ротора и кривую поля при нагрузке.

Прежде всего приведем. номинальные величины и прочие данные, необходимые для поверочного расчета генератора.

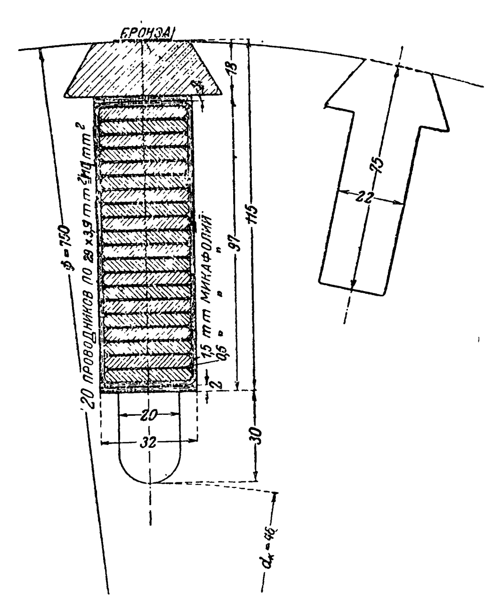
Кажущаяся мощность $P_i = 12\,000$ kVA, коэфициент мощности $\cos \varphi = 0{,}70$, напряжение на зажимах $\sqrt{3}\, U = 6300$ V, ток $I = 1100$ A, частота $f = 50$ Hz, число оборотов $n = 3000$ мин., напряжение возбуждения $= 110$ V, ток возбуждения $= 360$ A.

С т а т о р набран из листов полулегированного динамного железа ($V_{10} = 2{,}7$ W/kg), толщиной 0,5 mm; он имеет радиальную вентиляцию. Диаметр его сечения в mm дан на фиг. 109. Длина якоря $l_A = 2000$ mm, имеется 37 вентиляционных каналов шириною по 10 mm, длина железа $l = 2000 - 370 = 1630$ mm; имеется 48 впадин, показанных на фиг. 110, с двумя стержнями в каждой.

Якорная обмотка — двухслойная с целым числом впадин на полюс и фазу, ширина катушек равна полюсному делению (ср. фиг. 131

тома I). Все стержни каждой фазы соединены последовательно, фазы соединены в звезду. Число последовательно соединенных витков одной фазы $w = 16$, средняя длина витка $l_{cp} = 10{,}8$ m.

Ротор изготовлен из сименс-мартеновской стали без внутреннего отверстия (ср. фиг. 102а). Осевая длина ротора $l_P = 1950$ mm, 12 вентиляционных каналов шириною по $o = 15$ mm; длина железа $l = 1950 - 180 = 1770$ mm, длина воздушного промежутка $\delta = 20$ mm; 28 впадин на одинаковом расстоянии друг от друга, из которых 20 обмотано ($q_2 = 10$) и 8 не обмотано; необмотанные впадины имеют меньшую высоту и ширину (фиг. 102а); на фиг. 111 указаны размеры обмотанной и необмотанной впадин. Необмотанные впадины закрыты железными клиньями, обмотанные — бронзовыми.



Фиг. 111. Ротор турбогенератора мощностью 12000 kVA.

Каждая обмотанная впадина содержит 20 проводников, все проводники соединены последовательно. Число последовательно соединенных витков $w = 200$, средняя длина витка $l_{cp} = 5{,}86$ m.

Обратимся теперь к вычислению характеристики холостого хода. При этом мы воспользуемся для якорного железа кривой намагничивания, которая при имеющих здесь место индукциях практически совпадает с показанной черточками кривой для высоколегированного железа на фиг. 87 и 88, а для роторного железа возьмем кривую, расположенную несколько ниже, чем тонкая сплошная кривая для сименс-мартеновской стали на тех же фиг. 87 и 88.

Для теоретической длины якоря по урав. (111) и (111а), задавшись $\rho = 0{,}8$ и взяв $(1 - \sigma\beta)$ из кривой на фиг. 49 или вычислив эту величину по урав. (109а), мы получим величину

$$l_i = \frac{(163 + 177) + 0{,}8\,(37 \cdot 0{,}92 + 12 \cdot 1{,}5 \cdot 0{,}89)}{2} = 190 \text{ cm}.$$

Значения τ, b_P и t_2 приведем к диаметру расточки якоря $D = 79$ cm; тогда

$$\tau = 124 \text{ cm}, \quad b_P = 44{,}3 \text{ cm}, \quad t_2 = 8{,}85 \text{ cm}.$$

При помощи этих значений мы получаем по урав. (152), подставив B_L в гауссах,

$$\Phi = 1{,}515\, \frac{B_L}{10\,000} \text{V sec}.$$

Чтобы узнать, до каких примерно значений B_L нам надо построить характеристику холостого хода, находим по урав. (126) тома I амплитуду Φ_1 основной волны потока при холостом ходе ($U = E$) и номинальном напряжении. Она равна

$$\Phi_1 = 1{,}070 \text{ V sec}.$$

Допустив, что $B_L = B_1$, мы получаем для индукции B_L при номинальном напряжении 7130 гауссов, а при изменении напряжения на 50% (это изменение напряжения допустимо по § 42 „Правил и норм", прим. к п. 3, при $\cos\varphi = 0{,}8$, а здесь мы имеем $\cos\varphi = 0{,}7$), нам надо подсчитать характеристику холостого хода примерно до $B_L = 10500$ гауссов.

Далее мы определяем U_R по урав. (153а) для индукций B_L, приведенных в первой строке таблицы 5; к ним относятся потоки Φ, приведенные во второй строке и в первом приближении вычисленные по урав. (152). Индукция, соответствующая номинальному напряжению при холостом ходе, равна $B_L \approx 7130$, ближайшая к ней индукция $B_L = 7000$ набрана в таблице жирным шрифтом. В необмотанной части ротора отверстия впадин закрыты железными клиньями и, следовательно, коэфициент Картера $k_{C_2} = 1$. Вследствие большой длины воздушного промежутка и узости якорных впадин, для статора тоже $k_{C_1} \approx 1$. Мы можем поэтому положить по урав. (250) тома I $\delta_0 = \delta$, и тогда по урав. (227с) тома I

$$2U_L = 1{,}6\delta \left\{\frac{D}{D-\delta}\right\} B_L = 3{,}28 B_L \text{ A}$$

(см. таблицу 5). При относительно большой длине воздушного промежутка у турбогенератора уже нельзя считать величину $D/(D-\delta)$ равною 1; она здесь равна 1,026. Напряжение зубцов $2U_{Z_1}$ определяется согласно § II G 3 тома I; соответственные формулы приведены на стр. 205 тома I. В таблице 5 кроме напряжения $2U_{Z_1}$ содержится также максимальное значение кажущейся индукции зубца $B'_{Z_1 \max}$. Напряжение тела якоря U_{A_1} мы определяем согласно § II B 2a, пользуясь B_{A_1} по урав. (216а и b) тома I (ср. таблицу 5). В этой же таблице содержится, наконец, сумма $U_R = 2U_L + 2U_{Z_1} + U_{A_1}$.

Поток рассеяния Φ_S в роторе мы получаем по урав. (154), подставив в него $\Pi_0 = 1{,}257 \cdot 10^{-8}$ H/cm $= 1{,}257$ G cm/A, длину l_i в cm и магнитное напряжение U_R в A.

$$\Phi_S = 2{,}514 \frac{l_i \lambda}{q_2} U_R 10^{-8} \text{ V sec} = 47{,}5\, \lambda U_R 10^{-8} \text{ V sec}.$$

Здесь по урав. (125а), (125b) и (127)

$$\lambda = \lambda_N + \lambda_K = 2{,}68 + 0{,}42 \doteq 3{,}10$$

и, следовательно,

$$\Phi_S = 0{,}0147 \frac{U_R}{10\,000} \text{ V sec}.$$

Таблица 5.

К вычислению характеристики холостого хода. Кривая $B_L(\Theta)$.

B_L	4 000	5 000	6 000	**7 000**	8 000	9 000	10 000	10 500
Φ	0,606	0,758	0,910	1,060	1,210	1,362	1,515	1,590
$2U_L$	13 120	16 400	19 680	22 960	26 240	29 520	32 800	34 400
$B'_{Z_1 \max}$	9 000	11 200	13 450	15 700	17 950	20 200	22 450	23 600
$2U_{Z_1}$	50	78	145	328	894	2 250	5 120	7 520
B_{A_1}	7 680	9 600	11 500	13 450	15 350	17 300	19 200	20 150
U_{A_1}	394	528	780	1 300	2 320	5 830	14 850	24 800
U_R	13 564	17 006	20 605	24 588	29 454	37 600	52 770	66 720
Φ_S	0,020	0,025	0,030	0,036	0,042	0,055	0,078	0,100
Φ_{Z_2}	0,357	0,447	0,536	0,628	0,718	0,815	0,920	0,984
$B'_{Z_2 \max}$	9 330	11 680	14 000	16 308	18 750	21 300	24 000	25 700
U_{Z_2}	265	352	497	829	1 825	4 800	15 500	28 700
Φ_2	0,626	0,783	0,940	1,098	1 253	1,417	1,592	1,690
B_{A_2}	6 530	8 160	9 800	11 400	13 050	14 750	16 600	17 600
U_{A_2}	422	540	676	880	1 250	2 100	4 410	6 950
U_2	687	892	1 173	1 711	3 075	6 900	19 910	35 650
Θ	14 250	17 900	21 780	26 300	32 530	44 500	72 680	102 370

Поток, определяющий собою нагруженности зубцов в необмотанной части, оказывается ревным по урав. (154а)

$$\Phi_{Z_2} = 0{,}842 \frac{B_L}{10\,000} + 0{,}0147 \frac{U_R}{10000} \text{ V sec.}$$

В таблице 5 содержатся Φ_S, Φ_{Z_2}, максимальное значение $B'_{Z_2 \max}$ в широком зубце (необмотанная часть) и вычисленное по известному нам способу напряжение зубцов $2U_{Z_2}$.

Затем мы определяем B_{A_2} по $\Phi_2 = \Phi + \Phi_S$ [урав. (154)]. При этом надо иметь в виду, что ротор массивен и что радиальные вентиляционные каналы доходят только до осевых каналов, расположенных под обмотанными впадинами ($d_K = 46$ cm, ср. фиг. 111). В виду расширения линий индукций в выступающих за $l_P = 195$ cm частях вала мы полагаем для вычисления сечения тела ротора $l_K \approx l_P + \frac{1}{3} d_K = 210$ cm и получаем тогда для него $Q_{A_2} = l_K d_K = 9650 \text{ cm}^2$. При двухполюсном внутреннем якоре без внутреннего отверстия и синусоидальной кривой поля, согласно сказанному на стр. 207 тома I, индукция одинакова во всех местах тела якоря. Поэтому мы получаем напряжение тела ротора U_{A_2}, умножив напряженность магнитного поля, соответствующую B_{A_2}, на диаметр окружности, соприкасающейся с осевыми вентиляционными каналами, $d_K = 46$ cm. В таблице 5 содержатся значения Φ_2, B_{A_2} и U_{A_2}, а также напряжения ротора $U_2 = 2U_{Z_2} + U_{A_2}$ и, наконец, полный ток ротора $\Theta = U_R + U_2$. Кривая $B_L(\Theta)$ показана на фиг. 112.

Для нахождения кривой поля мы вычисляем сперва кривую $b_L(2U_V)$ для зубчатой части ротора. Здесь мы имеем $k_{C_2} = 1{,}10$, $k_{C_1} = 1$. При помощи этих значений мы получаем

$$2U_L = 1{,}76 \frac{D}{D - \delta} \delta b_L = 3{,}61 \, b_L \text{ A.}$$

$2U_{Z_1}$ мы можем взять из таблицы 5, считая $b_L = B_L$. Так же, как для якорных зубцов, мы вычисляем магнитное напряжение $2U_{Z_2}$ для роторных зубцов. В таблице 6 содержатся отдельные напряжения и максимальное значение $B'_{Z_2 \max}$ кажущейся магнитной индукции роторных зубцов на обмотанной части окружности, а также напряжение $2U_V = 2U_L + 2U_{Z_1} + 2U_{Z_2}$. На фиг. 112 показана кривая $b_L(2U_V)$.

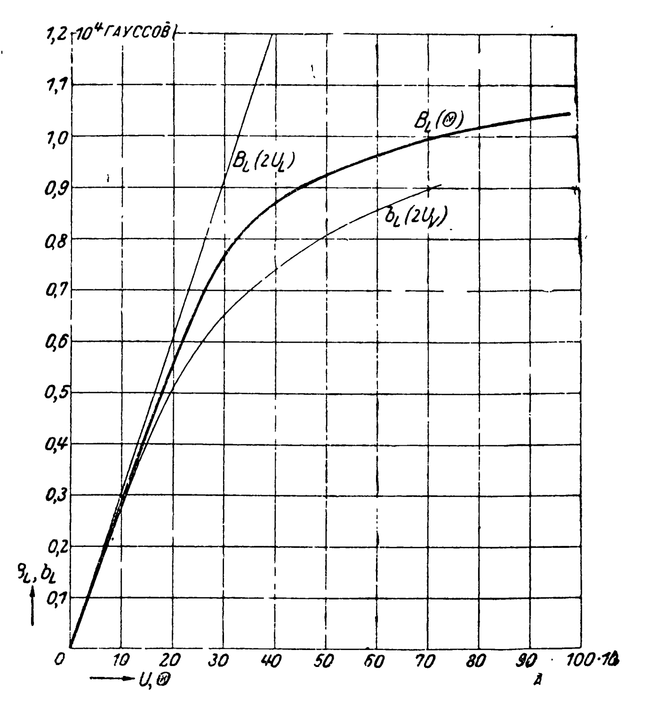
Теперь мы можем построить ступенчатые кривые поля для различных полных токов ротора $\Theta \cdot B_L$ мы берем из кривой $B_L(\Theta)$ на фиг. 112 $(U_{A_1} + U_{A_2})$ — из таблицы 5 и получаем по урав. (156) магнитное напряжение $2U_V$, при помощи которого находим по кривой $b_L(2U_V)$ на фиг. 112 соответственную индукцию в воздушном промежутке b_L у расточки якоря на средней линии n-ого, считая от нейтральной зоны, зубца (ср. фиг. 107). Так мы получаем, например, при $B_L = 7000$ гауссов, $\Theta = 26\,300$ A, для пятого зубца магнитное напряжение

$$2U_V = \frac{8}{10} 26\,300 - (1300 + 880) \sin \frac{4 \cdot 8{,}85}{124} \pi = 19\,340 \text{ A},$$

Таблица 6.

К вычислению характеристики холостого хода. Кривая $b_L(2U_V)$.

b_L	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000	9 000
$2U_L$	7 220	10 830	14 440	18 050	21 660	25 270	28 880	32 490
$2U_{Z_1}$	24	38	50	78	145	328	894	2 250
$B'_{Z_2\,\max}$	7 250	10 850	14 500	18 100	21 700	25 400	29 000	32 600
$2U_{Z_2}$	172	268	442	1 176	3 520	9 700	19 200	36 000
$2U_V$	7 416	11 136	14 932	19 304	25 324	35 298	48 974	70 740

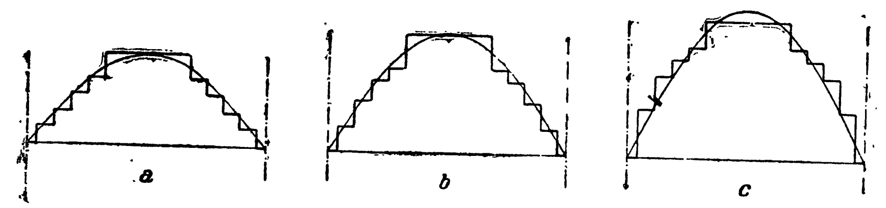


Фиг. 112. Вспомогательные кривые для нахождения характеристики холостого хода.

при помощи которого находим по фиг. 112 индукцию $b_L = 5010$ гауссов. На фиг. 113а представлены полученные этим путем кривые поля и их основные волны для $B_L = 7000$, 9000 и 10 500 гауссов. При меньших B_L кривая поля лишь немного отклоняется от кривой поля, соответствующей $B_L = 7000$.

Сперва мы сравниваем потоки, получающиеся по этим кривым поля с приближенно найденными по урав. (152) для вычисления U_{A_1} и U_{A_2}. В таблице 7 содержатся для различных полных токов Θ (первая строка)

соответственные B_L во второй строке. Третья строка содержит потоки, полученные по приближенному урав. (152) (Ф, взятые в скобки) и четвертая — потоки Ф, найденные по кривой поля. Расхождение приближенно вычисленного потока с получившимся по кривой поля, при индукциях, не превышающих $B_L = 9000$ гауссов, столь незначительно, что напряжения тел статора и ротора, вычисленные на основании приближенно найденных потоков, изменяются незаметно. Но при 10 000 и 10 500 гауссах истинные потоки на 6 и на 10% больше, чем вычисленные приближенно. Напряжения тел статора и ротора становятся тогда значительно больше; это оказывает влияние на кривую поля



Фиг. 113 a — c. Кривые поля при холостом ходе и их основные гармоники для $B_L = 7\,000$, $9\,000$ и $10\,500$ гауссов.

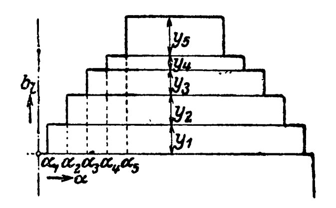
фиг. 113c, и индуктированная ЭДС становится несколько меньше. Мы не станем, однако, исправлять эти напряжения, потому что следствием этого исправления было бы лишь небольшое уменьшение изменения напряжения.

По кривым поля фиг. 113 мы определяем амплитуду B_1 основной волны, которая показана на фиг. 113 a — c, а также, — если требуется точнее вычислить тепловые потери в железе при холостом ходе, — амплитуды высших гармонических. Если в распоряжении нет механического анализатора, то можно разложить кривую поля на отдельные прямоугольники с высотами $y_1, y_2, \ldots, y_5$, расположенные симметрично по отношению к середине полюса (фиг. 114). По урав. (7a) тома I амплитуда Y_ν n-ой гармоники такой прямоугольной кривой (в ней фигурируют только гармоники нечетного порядка) равна

$$Y_\nu = \frac{4}{\pi\nu} y_n \cos \nu\alpha_n, \qquad (157a)$$

где α_n означает угол, над которым ордината y_n равна нулю (фиг. 114). При равномерно распределенных на роторе впадинах этот угол для n-ого прямоугольника равен

$$\alpha_n = (2n - 1)\frac{\pi p}{N_2}, \qquad (157b)$$



Фиг. 114. К анализу кривой поля.

если N_2 означает число впадин ротора, то-есть, в данном случае равно 28. В заключение мы получаем для ν-ой гармоники индукцию

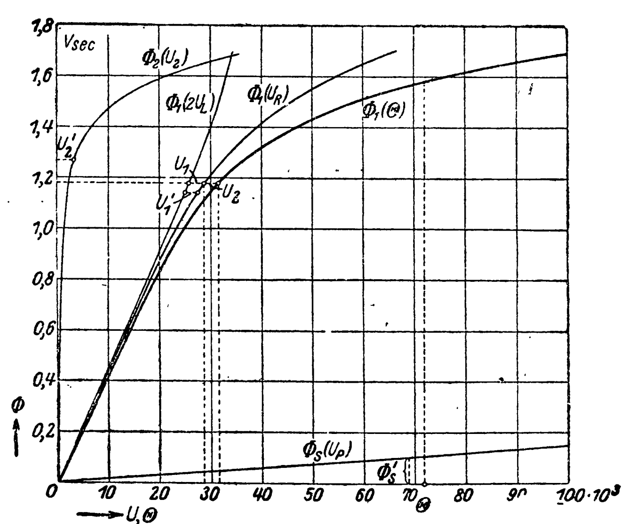
$$B_\nu = \frac{4}{\pi\nu} \sum_{n=1}^{q_2/p} y_n \cos \nu\alpha_n. \qquad (157)$$

Таблица 7.

Характеристика холостого хода и анализ кривых поля $E = 3400 \cdot \Phi_1$

Θ	7 120	10 683	14 250	17 900	21 780	26 300	32 530	44 500	72 680	102 370
B_L	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000	9 000	10 000	10 500
(Ф)	0,303	0,455	0,606	0,758	0,910	1,060	1,210	1,362	1,515	1,590
Ф	0,287	0,434	0,581	0,727	0,873	1,020	1,175	1,355	1,600	1,750
B_1	1 970	2 900	3 965	4 960	5 970	6 960	8 000	9 120	10 500	11 350
B_3	−153,5	−211	−224	−336	−381	−436	−411	−230	+367	+810
B_5	− 36	−67,5	−82,5	−163	−115	−108	− 80	+ 25	+260	+407
Φ_1	0,296	0,446	0,595	0,745	0,895	1,045	1,200	1,370	1,578	1,705
$\frac{B_1}{B_L}$	0,985	0,990	0,991	0,992	0,995	0,994	1,000	1,013	1,050	1,080
$\frac{\Phi_1}{\Phi}$	1,031	1,028	1,024	1,025	1,025	0,0245	1,021	1,011	0,986	0,974

Определившиеся сообразно с этим отдельные гармоники B_1, B_3 и B_5, поток Φ_1 основной волны, а также отношения B_1/B_L и Φ_1/Φ содержатся



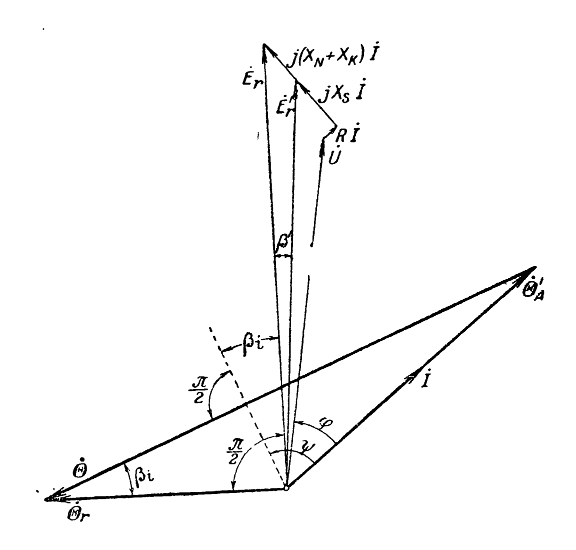
Фиг. 115. Характеристика холостого хода $\Phi_1(\Theta)$ и участие отдельных магнитных напряжений в образовании полного тока $\Theta \cdot E = 3400\ \Phi_1$.

в таблице 7. На фиг. 115 представлена характеристика холостого хода $\Phi_1(\Theta)$, по которой мы получаем напряжение на зажимах (фазовое напряжение) в V, умножая указанные в V sec ординаты на коэфициент 3400.

На том же графике нанесены также $\Phi_1(U_R)$, $\Phi_S(U_P)$, $\Phi_1(2U_L)$ и $\Phi_2(U_2)$, которыми мы воспользуемся в § 4. $\Phi_1(2U_L)$ здесь уже не прямая, потому что отношение B_1/B_L изменяется в зависимости от нагруженности железа.

2. Полный ток ротора при нагрузке.

На фиг. 116 показана диаграмма основных волн напряжения для одной фазы обмотки симметрично нагруженного многофазного генератора. Геометрическая сумма напряжения на зажимах U активного падения напряжения RI и реактивного падения напряжения $X_\sigma I = X_S I + (X_N + X_K) I$ дает ЭДС E_r, которую индуктирует в воздушном промежутке результирующий поток Φ_r. Реактивные сопротивления X_S, X_N и X_K соответствуют потокам рассеяния лобовых соединений впадин и головок зубцов. Вычислять их нужно согласно сказанному в § II M 1 тома I и в § B 4c и d, причем удельную проводимость λ_K нужно брать по урав. (127). Действующему в якорном железе потоку в основном соответствует ЭДС E_r', равная разности между $\dot{E}_r$ и $j(X_N + X_K)\dot{I}$. На фиг. 116 RI и $X_\sigma I$ для ясности показаны в преувеличенном виде.



Фиг. 116. Диаграмма напряжений и определение полного тока ротора без учета влияния рассеяния якоря и изменившегося рассеяния ротора на магнитное напряжение в железе.

а. Влияние якорного рассеяния и изменившегося роторного рассеяния на напряжение в железе не учитывается. Кривая возбуждения якорного поля согласно сказанному в § А 1 и 2 может считаться синусоидальной. Если бы кривая возбуждения поля роторной обмотки была тоже синусоидальной, то и результирующая кривая поля возбуждения, равная сумме кривых возбуждения ротора и якоря, оказалась бы синусоидой, и мы могли бы сложить в векторной диаграмме амплитуды полных токов, пропорциональные амплитудам кривых возбуждения. Результирующий полный ток $\dot{\Theta}_r$ (фиг. 116) опережал бы по фазе на угол $\pi/2$ ЭДС $\dot{E}_r$, которую мы берем из характеристики холостого хода $E(\Theta)$. В фазе с $\dot{I}$ находится полный ток якорной обмотки $\dot{\Theta}_A$, который мы вычисляем по уравн. (98) и (98а). Из $\dot{\Theta}_r$ и $\dot{\Theta}_A$ мы получаем тогда, пренебрегая влиянием рассеяния якоря и изменившегося рассеяния

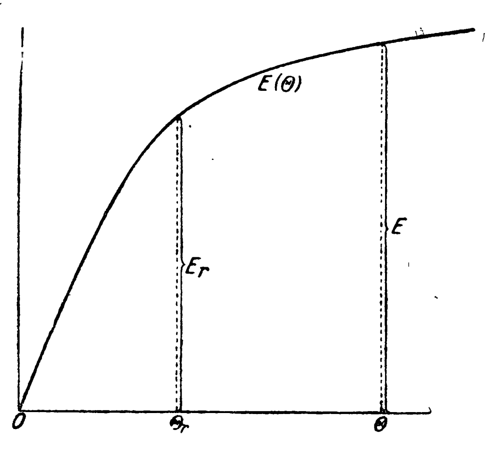
ротора на магнитное напряжение вдоль железных путей, полный ток ротора

$$\dot{\Theta} = \dot{\Theta}_r - \dot{\Theta}_A. \qquad (158'a)$$

Такое определение полного тока ротора предполагает, кроме того, равномерное распределение впадин на роторе, при котором кривая поля не зависит от положения результирующей кривой возбуждения поля относительно ротора.

Обычно, однако, впадины на роторе распределены неравномерно и кривая возбуждения ротора не синусоидальна; ротор обмотан только отчасти и все обмотанные впадины имеют одинаковые полные токи. Для этого практического случая мы вычислили в § 1b характеристику холостого хода. С известным приближением мы можем поступить и здесь таким образом, как если бы кривая возбуждения ротора была синусоидальна и впадины на нем распределены равномерно, подставив вместо истинных полных токов амплитуды их основных волн, то-есть, написав:

$$\dot{\Theta}_1 = \dot{\Theta}_{r_1} - \dot{\Theta}_A. \qquad (158'b)$$



Фиг. 117. К определению изменения напряжения.

Вместо того, чтобы вводить амплитуды основных волн, мы можем также, конечно, в диаграмме полных токов пересчитать синусоидальную кривую возбуждения якорного поля на кривую возбуждения ротора, к которой относится характеристика холостого хода, написав для этого:

$$\dot{\Theta} = \dot{\Theta}_r - \dot{\Theta}'_A. \qquad (158)$$

В этом случае мы складываем на диаграмме полных токов (фиг. 116) величины, пропорциональные амплитудам. Далее,

$$\Theta'_A = \frac{\Theta}{\Theta_1}\Theta_A = k_h \Theta_A \qquad (158a)$$

где, согласно сказанному в § II D'2 и 3 тома I

$$k_h = \frac{\pi}{4\xi_2}, \qquad (158b)$$

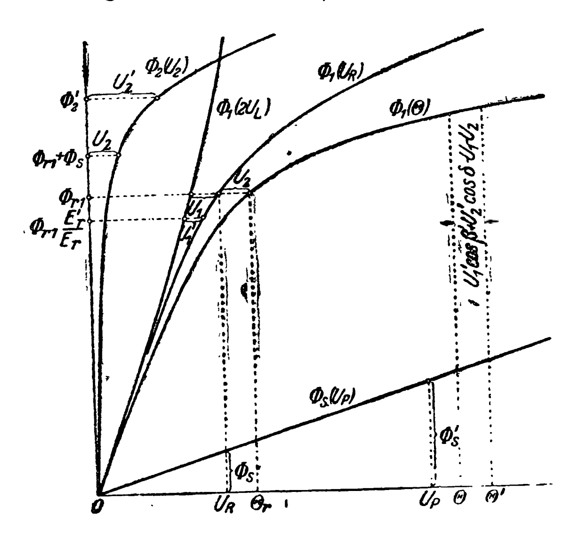
и ξ_2 означает обмоточный коэфициент роторной обмотки [урав. (147) тома I]. k_h отличается от единицы обычно лишь на несколько процентов. $\dot{\Theta}'_A$ совпадает по фазе с $\dot{I}$, а $\dot{\Theta}_r$, то-есть относящийся к ЭДС $\dot{E}_r$ полный ток (на характеристике холостого хода), опережает $\dot{E}_r$ на угол $\frac{\pi}{2}$ (см. фиг. 116 и 117).

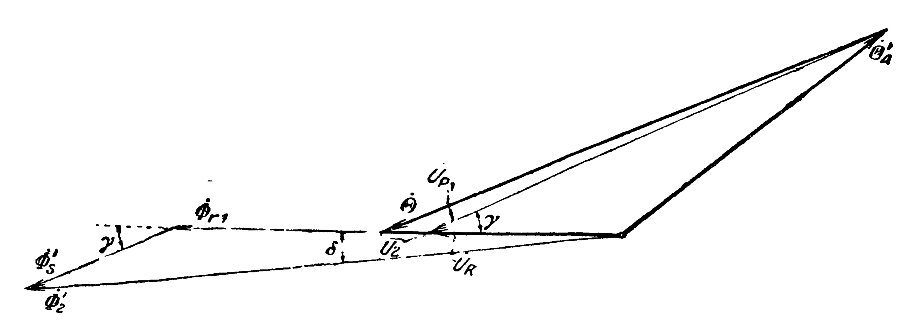
Отнесенное к напряжению на зажимах U изменение напряжения, происходящее при разгрузке машины, когда полный ток ротора и число оборотов машины остаются без изменения, равно

$$v = \frac{E - U}{U}, \tag{159}$$

где E означает ЭДС, соответствующую полному току Θ в характеристике холостого хода (см. фиг. 117).

b. Влияние рассеяния. Обычно ограничиваются простым изложенным в предыдущем параграфе определением полного тока ротора при нагрузке и изменения напряжения, потому что при обычных нагрузках, большей частью индуктивных, влияния рассеяния якоря и рассеяния ротора на магнитное напряжение вдоль железных путей в основном компенсируют друг друга.





Фиг. 118 и 119. Учет влияния рассеяния якоря и изменившегося рассеяни ротора на магнитное напряжение в железе при определении полного тока ротора.

Если желательно учесть эти влияния на полный ток ротора при нагрузке, то можно поступить следующим образом.

На фиг. 118 отложим, кроме кривой $\Phi_1(\Theta) \sim E(\Theta)$ еще кривые $\Phi_1(U_R)$, $\Phi_1(2U_L)$, $\Phi_S(U_P)$ и $\Phi_2(U_2)$. Поток $\Phi_{r_1} \sim E_r$ представляет собой основную волну результирующего потока в воздушном промежутке, ей соответствовали бы на фиг. 118 полный ток Θ_r и в предположении $\Phi_r \approx \Phi_{r_1}$ магнитные напряжения U_1 и U_2 вдоль якорного железа и ротора, если бы рассеяние в якоре было равно нулю, а рассеяние в роторе было таким же, как при холостом ходе и в том же потоке Φ_{r_1}.

Для учета якорного рассеяния мы полагаем поток в теле якоря пропорциональным ЭДС E_r' на фиг. 116 и равным $\Phi_{r_1}\frac{E_r'}{E_r}$. Напряжение тела якоря, вычисленное сообразно с этим потоком, будет незначительно расходиться с возникающим действительно напряжением тела якоря. Менее точно это можно сказать о напряжении якорных зубцов, ибо, если пренебречь магнитным напряжением в железе, то поток рассеяния нагружает только те зубцы, между которыми происходит изменение полного тока впадины (см. § В 5). В тех местах, где находятся зубцы, у кривой поля наблюдаются, как мы видели в § В 5, гребни и впадины, которые однако, при перемещении якоря относительно кривой поля также перемещаются, так что для средних во времени значений кривой поля нужно также подставлять среднюю нагруженность зубцов, обусловленную потоком рассеяния. Возникающее при нагрузке магнитное напряжение вдоль якоря можно поэтому с известным приближением приравнять U_1' на фиг. 118. Для напряжения обхода, которое нужно составить вдоль пути, проходящего сквозь воздушные промежутки через середины полюсов результирующего поля, имеет значение только составляющая $U_1'\cos\beta'$ этого магнитного напряжения, где β' означает угол сдвига фаз между E_r' и E_r, практически всегда очень небольшой (фиг. 116). Таким образом, под влиянием рассеяния якорных впадин и головок зубцов, магнитное напряжение обхода изменяется на $U_1'\cos\beta' - U_1$, где $\cos\beta' \approx 1$.

Поток рассеяния ротора в основном пропорционален максимальному значению магнитного напряжения между двумя удаленными друг от друга на одно полюсное деление точками на окружности ротора. Это магнитное напряжение равно

$$\dot{U}_P = \dot{U}_R - \dot{\Theta}_A' = \dot{\Theta} - \dot{U}_2 \qquad (160)$$

(см. фиг. 119), где U_R и U_2 определяются урав. (153a) и (153b), а U_2 в первом приближении можно положить равным напряжению ротора при холостом ходе, при потоке в воздушном промежутке Φ_{r_1} и потоке ротора $\Phi_{r_1} + \Phi_S$, если Φ_S означает поток рассеяния, соответствующий U_R. Из прямой $\Phi_S(U_P)$ на фиг. 118 мы можем взять возникающий при нагрузке поток рассеяния ротора Φ_S'. Поток Φ_S' совпадает по фазе с U_P, а значит сдвинут на угол γ относительно результирующего потока Φ_{r_1} в воздушном промежутке, который совпадает по фазе с $\dot{\Theta}_r = \dot{U}_R + \dot{U}_2$. Сумма $\dot{\Phi}_{r_1}$ и $\dot{\Phi}_S'$ дает нам поток Φ_2' в роторе (фиг. 119), которым определяются нагруженности в зубцах и теле ротора. Этому магнитному потоку соответствует на кривой $\Phi_2(U_2)$ напряжение ротора U_2', составляющая которого $U_2'\cos\delta$ определяет собою напряжение обхода (фиг. 118).

Следовательно, под влиянием изменившегося рассеяния ротора полный ток при нагрузке изменяется на $U_2'\cos\delta - U_2$. Здесь δ — всегда очень небольшая величина, а поэтому $\cos\delta \approx 1$.

Таким образом, для полного тока ротора при нагрузке мы получаем с приближенным учетом рассеяния в якоре и роторе (см. фиг. 118):

$$\Theta' = \Theta + (U_1' \cos \beta' + U_2' \cos \delta - U_1 - U_2) \approx$$
$$\approx \Theta + (U_1' + U_2' - U_1 - U_2). \quad (161)$$

Напряжение холостого хода E, возникающее при Θ', мы должны подставить в урав. (159), чтобы получить изменение напряжения.

В § E If мы еще раз займемся определением полного тока ротора при нагрузке с $\cos \psi = 0$ и покажем, как можно его приближенно определять для нагрузки с любым углом ψ.

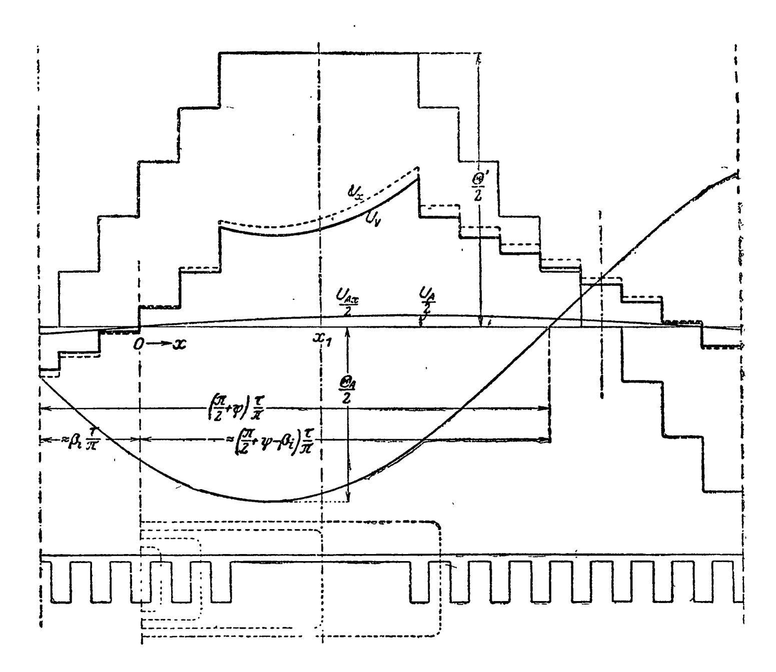
3. Кривая поля при нагрузке.

Определение кривой поля необходимо в том случае, когда требуется вычислять отдельные гармоники ее и отдельные гармоники индуктированной ЭДС; она же служит для проверки рассмотренного в § C 2 определения полного тока при нагрузке, учитывающего только основные волны. Здесь речь идет, конечно, только о приближенном определении кривой поля, причем мы снова предполагаем синусоидальную кривую возбуждения якоря. Хотя в действительности кривая возбуждения якоря колеблется, но средним во времени значением ее является все же синусоида, и с ее помощью, как мы видели в § A 2 b, получается также среднее во времени значение кривой поля, то значение, которое должно установиться под влиянием демпфирующих токов.

Для определенного случая нагрузки, для которого мы, согласно сказанному в § 2, определили полный ток ротора Θ или незначительно от нее отклоняющийся полный ток Θ', учитывающий изменившееся по сравнению с холостым ходом рассеяние, мы строим сперва кривые возбуждения ротора и якоря (тонкие сплошные кривые с амплитудами $\Theta'/2$ и $\Theta_A/2$ на фиг. 120). Кривая возбуждения якоря сдвинута на расстояние $\left(\frac{\pi}{2} + \psi\right)\frac{\tau}{\pi}$ в направлении положительных абсцисс относительно кривой возбуждения ротора, соответствующее углу $\psi + \frac{\pi}{2}$ (см. фиг. 116), на который первая отстает по фазе от второй. Далее мы строим по этим двум кривым результирующую кривую возбуждения поля (пунктирная кривая на фиг. 120), причем для упрощения над зубцами обмотанной части ротора откладываем соответственные средние для зубцового деления ротора значения, потому что не имело бы смысла при построении кривой поля учитывать детали распределения поля в пределах деления роторного зубца, поскольку эти детали зависят также от того или иного положения якорных впадин относительно роторных. Зубчатые поверхности якоря и ротора мы представляем себе гладкими и длину воздушного промежутка считаем равной $\delta' = k_{C_1} k_{C_2} \delta$, причем надо считаться с тем, что коэфициент Картера k_{C_2} для необмотанной части окружности ротора обычно не тот (нормально он равен единице), что для остальной ее части.

Там, где результирующая кривая возбуждения поля U_x равна нулю, получилась бы при нагрузке нейтральная зона, если бы потоки рассеяния совпадали по фазе с результирующим потоком. Как мы видели в § 2 b, это равенство фаз, вообще говоря, соблюдается неточно. Но

так как потоки рассеяния по сравнению с результирующим потоком в воздушном промежутке малы, и влияние их на положение нейтральной зоны выражается только в незначительных разностях между магнитными нагруженностями железа, то мы можем без значительной ошибки допустить, что в тех местах, где результирующий полный ток равен нулю, расположена также истинная нейтральная зона. Это место мы будем обозначать при определении кривой поля через $x = 0$; оно обычно расположено по середине какой-то роторной впадины.



Фиг. 120. Определение напряжения U_y для построения кривой поля.

Далее мы находим магнитные напряжения вдоль пунктирных путей (на фиг. 120 внизу), проходящих через середины зубцов сквозь воздушный промежуток, для половины контура, симметричного относительно нейтральной зоны. Эти магнитные напряжения должны быть равны соответствующим значениям результирующей кривой возбуждения поля.

Напряжения тел якоря и ротора мы, для простоты, предполагаем распределенными синусоидально, их амплитуды равны $U_{A_1}/2$ и $U_{A_2}/2$, и вычислять их нужно при помощи результирующих потоков в теле якоря и в роторе, основные волны которых мы определили в § 2. Фазы того и другого напряжения, согласно сказанному в § 2 b, расходятся незначительно с фазою результирующего потока Φ_r, так что мы для упрощения можем считать, что

$$\frac{U_{Ax}}{2} = \frac{U_{A_1} + U_{A_2}}{2} \sin \frac{\pi}{\tau} x = \frac{U_A}{2} \sin \frac{\pi}{\tau} x. \qquad (162a)$$

$U_{Ax}/2$ представлено на фиг. 120 тонкою синусоидой с амплитудой $U_A/2$. Для суммы магнитных напряжений вдоль воздушного промежутка и зубцов на пути интегрирования, проходящем сквозь воздушный промежуток в месте x, мы получаем

$$U_V = U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2} = U_x - \frac{U_{Ax}}{2}. \tag{162}$$

Кривая $U_V(x)$ начерчена на фиг. 120 толстой сплошной линией, причем и тут для обмотанной части взято среднее для зубцового деления значение.

Рассмотрим сперва обмотанную часть окружности ротора. Узкие зубцы между обмотанными роторными впадинами почти не нагружаются потоком рассеяния ротора. Пренебрегая потоком рассеяния в якоре, мы можем поэтому взять среднюю индукцию b_L вдоль зубцового деления ротора, зная соответствующее напряжение U_V (на фиг. 120) из характеристики $b_L(U_V) = b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$ (см., например, фиг. 112) и построить кривую поля в области обмотанной части ротора.

Влияние рассеяния поля якоря на напряжение зубцов U_{Z_1}, которым мы только что пренебрегли, обычно столь мало, как мы увидим это в § 4, что почти не изменяет кривой поля. Учесть его мы можем, взяв напряжение U_{Z_1} из кривой $b_L(U_{Z_1})$ при фиктивной индукции $b_L + b_1$ в воздушном промежутке, где b_1 учитывает добавочную нагруженность статорных зубцов потоком рассеяния. Средняя нагруженность зубцов потоком рассеяния пропорциональна в каждом месте окружности действующему там значению кривой возбуждения якорного поля. Последняя отстает по фазе от основной волны результирующего потока на угол $\frac{\pi}{2} + \psi - \beta_i$, где β_i означает угол сдвига фаз между основными волнами полного тока ротора и результирующего полного тока (см. фиг. 116 и 120). Следовательно, мы можем положить

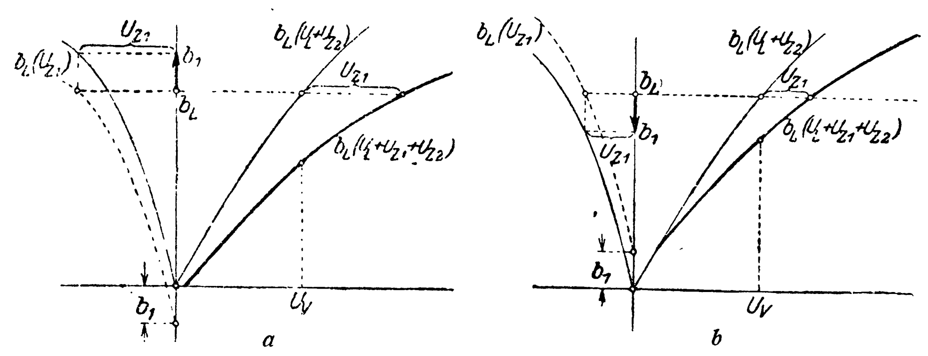
$$\begin{aligned} b_1 &\approx \frac{(X_N + X_K)I}{E_r} B_1 \sin\left[\frac{\pi}{\tau}x - \left(\frac{\pi}{2} + \psi - \beta_i\right)\right] = \\ &= -\frac{(X_N + X_K)I}{E_r} B_1 \cos\left(\frac{\pi}{\tau}x + \beta_i - \psi\right). \end{aligned} \tag{163}$$

Чтобы определить без проб индукцию b_L в каком-либо месте x на окружности якоря (см. фиг. 121a и b), чертим кривые $b_L(U_L + U_{Z_2})$ и $b_L(U_{Z_1})$, причем последнюю, для ясности — над отрицательными абсциссами. Сдвинув затем кривую $b_L(U_{Z_1})$ на расстояние b_1, — если b_1 положительно (фиг. 121a), — в направлении отрицательных ординат, а если b_1 отрицательно (рис. 121b), то в направлении положительных ординат, — мы получаем пунктирную кривую на фиг. 121a или b, которая указывает нам соответствующее b_L напряжение U_{Z_1} с учетом рассеяния якоря. Суммируя абсциссы пунктирной кривой с абсциссами кривой $b_L(U_L + U_{Z_2})$, мы получаем кривую $b_1(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$ с учетом

рассеяния якоря. Из этой кривой мы можем взять непосредственно соответствующую напряжению U_V величину напряжения в воздушном промежутке b_L в месте x.

Теперь нам нужно еще определить индукцию над необмотанной частью ротора. При этом допустим сперва, что необмотанная часть ротора, соответствующая дуге b_P на фиг. 107, не имеет впадин или что отверстия впадин закрыты железными клиньями, так что возникает равномерное по широкому зубцу распределение потока, входящего через полюсную дугу b_P. Поток рассеяния ротора равен:

$$\Phi_S = 2\left|\frac{\dot{\Theta}' - \dot{U}_2}{q_2}\right| \Pi_0 l_i \lambda, \tag{164a}$$



Фиг. 121 a и b. Учет влияния магнитной нагруженности, обусловленной потоком рассеяния якоря при построении кривой поля в обмотаноой части ротора.

причем

$$U_2 \approx U_{A_2} \sin \frac{\pi}{\tau} x_1 + 2U_{Z_2} \tag{164b}$$

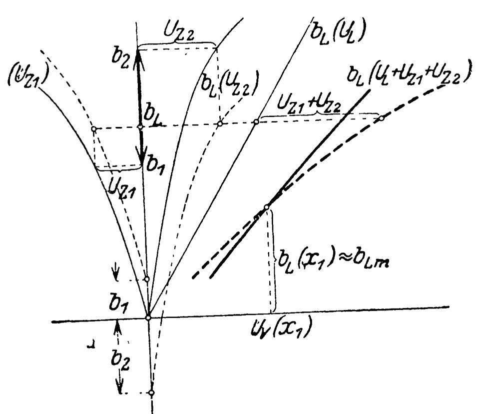
(x_1 — середина обмотанной полюсной дуги). U_{Z_2} означает магнитное напряжение вдоль широкого зубца с полюсной дугой b_P, U_{Z_2} можно взять приближенно или даже положить равным нулю, ибо оно, как мы увидим в § 4, очень мало по сравнению с Θ'. Чтобы учесть влияние потока рассеяния при определении магнитного напряжения, мы вводим подобно тому, как и для U_{Z_1} фиктивное напряжение в воздушном промежутке $b_{Lm} + b_2$, где b_{Lm} означает среднее значение индукции в воздушном промежутке вдоль полюсной дуги b_P (см. рис. 107) и

$$b_2 = \frac{\Phi_S}{b_P l_i}. \tag{165a}$$

Приравняв в первом приближении b_{Lm} индукции в воздушном промежутке по середине широкого зубца ($x = x_1$), мы должны поступить при определении напряжения U_{Z_2} так же, как при определении напряжения U_{Z_1} (фиг. 121a и b). На фиг. 122 это построение представлено

для середины широкого зубца с учетом рассеяния в якоре и роторе. Сплошные кривые $b_L(U_{Z_1})$ и $b_L(U_{Z_2})$ действительны в том случае, когда мы пренебрегаем рассеянием в якоре и роторе; сдвинув эти кривые на b_1 и b_2, мы получаем пунктирные кривые $b_L(U_{Z_1})$ и $b_L(U_{Z_2})$, действительные при учете этих рассеяний. Сумма абсцисс этих кривых и абсцисс прямой $b_L(U_L)$ дает пунктирную кривую $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$, из которой мы можем взять индукцию в воздушном промежутке $b_L(x_1) \approx b_{Lm}$, соответствующую $U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2} = U_V(x_1)$.

Вдоль окружности в области широкого зубца U_{Z_2} есть величина постоянная и равная абсциссе пунктирной кривой $b_L(U_{Z_2})$ при $b_{Lm} \approx b_L(x_1)$. Прибавив это значение U_{Z_2} к абсциссам пунктирной кривой $b_L(U_{Z_1})$ и кривой $b_L(U_L)$, мы получаем жирную сплошную кривую $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$, из которой можем при помощи кривой U_V на фиг. 120 взять в первом приближении[1] кривую поля в области широкого зубца. По этой кривой поля мы во втором приближении определяем среднюю индукцию b_{Lm} и берем из пунктирной кривой b_{Lm} на фиг. 122 во втором приближении U_{Z_2}, с помощью которого исправляем сплошную кривую $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$ (путем смещения ее параллельно оси абсцисс на разность U_{Z_2}) и получаем во втором приближении кривую поля в области широкого зубца.



Фиг. 122. Учет влияния магнитных нагруженностей, обусловленных потоками рассеяния, при построении кривой поля в необмотанной части ротора.

Наконец, построив над развернутой окружностью якоря части кривой поля, найденные для области обмотанной и для области необмотанной части ротора, мы можем определить поток в воздушном промежутке Ф посредством планиметрирования кривой поля и исправить, в случае надобности, напряжения тела якоря U_{A_1} и тела ротора U_{A_2}, а также кривую поля. Получившуюся в итоге кривую поля мы разлагаем на отдельные гармоники и определяем по ним отдельные гармоники ЭДС и изменение их во времени.

[1] Строго говоря, следовало бы учесть еще и то обстоятельство, что нагруженность зубцов в статоре потоком рассеяния не будет для всех точек периферии в области дуги такой же, как по середине ($x = x_1$). При желании учесть изменяемость рассеяния якоря нам надо было бы для каждой точки периферии повторить показанное на фиг. 122 построение при помощи найденного $U_{Z_2} = \text{const}$, но надобности в этом нет ввиду малости рассеяния якоря, которое мы все равно можем учесть только приближенно.

При предположенном угле сдвига фаз $\psi + \frac{\pi}{2}$ между основными волнами кривых возбуждения якорного и роторного полей угол сдвига фаз между основными волнами $\dot{E}_r$ и $\dot{I}$, вообще говоря, не будет совпадать точно с тем углом, который мы получили из диаграммы фиг. 116, предполагающей синусоидальную результирующую кривую возбуждения поля. Другим будет также, вообще говоря, значение $\dot{E}_r$. В связи с этим изменяются также напряжение на зажимах U и угол сдвига фаз φ. Таким образом, кривую поля и ЭДС мы получаем для состояния нагрузки, несколько расходящегося с тем, из которого мы исходили. Новое состояние нагрузки мы должны положить в основание простого способа, изложенного в § 2, если желаем проверить его точность (см. § 4с).

В заключение выясним еще, как следует поступить, если ротор в области необмотанной дуги b_P снабжен впадиной и если отверстия впадин не закрыты железными клиньями. Тогда поток рассеяния ротора нагружает только те зубцы, которые граничат с одной обмотанной и одной необмотанной впадиной. В отношении этих зубцов поступить нужно совершенно так же, как при впадинах, закрытых железными клиньями, причем, однако, надо положить (см. фиг. 108)

$$b_2 = \frac{\Phi_S}{(b_P - b'_P) l_i}. \qquad (165b)$$

Так как обычно $b_P - b'_P$ мало по сравнению с b_P, то здесь достаточно будет определить индукцию b_L по середине роторных зубцов, загруженных потоком рассеяния. Зубцы остальной необмотанной части ротора (дуга b'_P) не нагружаются потоком рассеяния, так что при установлении распределения поля в области этой дуги b_2 нужно приравнять нулю.

4. Пример расчета.

Чтобы пояснить применение результатов исследований §§ 2 и 3, рассмотрим числовой пример применительно к турбогенератору, для которого мы определили характеристику холостого хода в § 1d. Номинальные величины его указаны были на стр. 133.

а. Полный ток ротора при нагрузке. Для построения диаграммы напряжений нам нужно определить активное сопротивление и реактивное сопротивление рассеяния. Мы предполагаем, что благодаря подразделению проводников в якорной обмотке на отдельные проводники и транспозиции их (см. [Л20] § 33) потери на вихревые токи в якорной обмотке уничтожены. Общее сечение проводников во впадинах и лобовых соединениях равно $q = 400$ mm², средняя длина витка $l_{cp} = 10,8$ m. Отсюда по урав. (319а) тома I получаем для омического сопротивления, оказываемого постоянному току при 75° С ($\rho = 0,021$)

$$R_g = \frac{\rho l_{cp} w}{q} = \frac{0,021 \cdot 10,8 \cdot 16}{400} = 0,0091\ \Omega.$$

Активное падение напряжения определяется не омическим сопротивлением при постоянном токе, а тем активным сопротивлением, которым обусловлены все добавочные потери, возрастающие пропорционально квадрату якорного тока. К этим потерям относятся потери на вихревые токи самой якорной обмотки, потери, обусловленные полями рассеяния в массивных частях машины и, наконец, потери на вихревые токи, вызываемые высшими гармониками кривой возбуждения якорного поля в массивном роторе (§ В 7). Наибольшая часть этих потерь еще не поддается с достаточным приближением вычислению; поэтому мы полагаем общие добавочные джоулевы потери, пропорциональные квадрату тока, равными при номинальной мощности 1,2% от номинальной кажущейся мощности P_{iN} (см. § В 7) и получаем для активного сопротивления одной фазы

$$R \approx R_g + \frac{0{,}012\, P_{iN}}{3 I_N^2} \approx 5{,}4\ R_g = 0{,}0486\ \Omega.$$

При номинальном токе активное падение напряжения равно

$$R I_N = 53\text{V}.$$

Для вычисления реактивных сопротивлений X_N и X_K мы находим по урав. (379) тома I и урав. (127) удельные проводимости

$$\lambda_N = 2{,}3, \qquad \lambda_K = 1{,}0$$

и получаем по урав. (384), (386) и (399) тома I для реактивного сопротивления

$$X_N + X_K = 0{,}16\ \Omega$$

и для соответственного реактивного падения напряжения при номинальном токе

$$(X_N + X_K)\, I_N = 176\ \text{V}.$$

Реактивное сопротивление рассеяния в лобовых соединениях по урав. (418) тома I получается при помощи λ_S из урав. (129). При $l_S/\tau = 2{,}74$ согласно таблице 3 относительная удельная проводимость $\lambda_S'' = 0{,}24$. При $y = 7$ cm (фиг. 71а), $y/\tau = 0{,}56$ имеем, согласно фиг. 76, $\rho = 1{,}53$ и при $u/\tau = 0{,}64$, согласно фиг. 80, $\varkappa = 1{,}03$. Отсюда мы получаем

$$\lambda_S = 1{,}53 \cdot 1{,}03 \cdot 0{,}24 = 0{,}38$$

$$X_S = 0{,}26\ \Omega.$$

Соответственное реактивное падение напряжения при номинальном токе равно

$$X_S I_N = 285\ \text{V}.$$

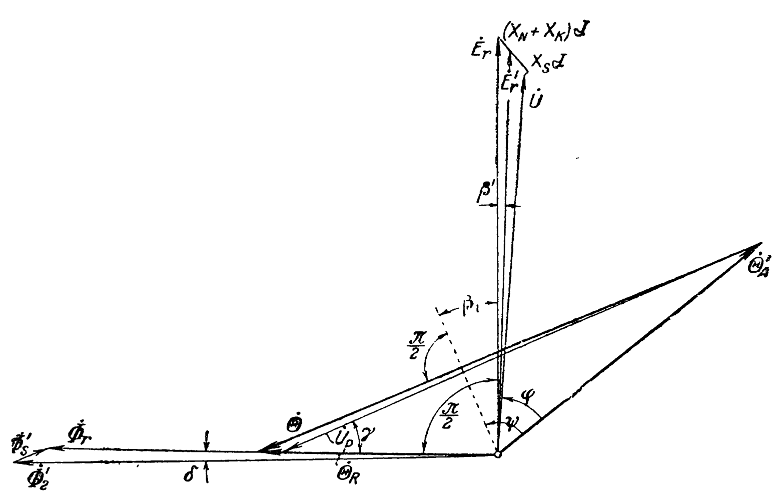
Теперь мы можем построить диаграмму для одной фазы при номинальном напряжении согласно фиг. 116, причем фазовое напряжение

$U = 6300/\sqrt{3} = 3640$ V и коэфициент мощности $\cos\varphi = 0{,}7$. Эта диаграмма в масштабе представлена на фиг. 123. Активное падение напряжения столь мало, что на чертеже его почти нельзя распознать. Мы берем из диаграммы

$$E_r' = 3870 \text{ V}, \quad E_r = 4000 \text{ V}, \quad \beta' = 1°36', \quad \cos\beta' \approx 1.$$

ЭДС-е E_r соответствует при потоке холостого хода $\Phi_1 = 1{,}070$ V sec и при номинальном напряжении результирующий поток в воздушном промежутке

$$\Phi_r = \frac{1{,}070 \cdot 4000}{3640} = 1{,}178 \text{ V sec},$$



Фиг. 123. Диаграмма напряжений и определение полного тока ротора.

для которого мы берем из характеристики холостого хода фиг. 115 результирующий полный ток $\Theta_r = 31\,500$ A. Мы находим по урав. (98) $\Theta_A = 45\,500$ A и при $\xi_2 = 0{,}805$ [урав. (147) тома I] по урав. (158a) и (158b) $\Theta_A' = 44\,400$ A. Пренебрегая рассеянием, мы получаем из диаграммы полных токов (фиг. 123) полный ток ротора при нагрузке

$$\Theta = 71\,500 \text{ A}.$$

Этому полному току ротора соответствует по характеристике холостого хода (фиг. 115) поток $\Phi_1 = 1{,}575$ V sec или $E = 5340$ V. Изменение напряжения отсюда получается равным

$$v = \frac{5340 - 3640}{3640} = 47\%.$$

Для приближенного учета влияния рассеяния ротора на полный ток ротора мы берем из фиг. 115 $U_R = 28\,600$ A при $\Phi_1 = \Phi_r = 1{,}178$ V sec и находим по фиг. 123 $U_P = 68\,750$ A. Далее мы берем из фиг. 115

$$\Phi_S = 0{,}042 \text{ V sec} \quad \text{при } U_R = 28\,600 \text{ A} \quad \text{и} \quad \Phi_S' = 0{,}101 \text{ V sec}$$
$$\text{при } U_P = 68\,750 \text{ A}$$

и получаем по фиг. 123 $\Phi_2' = 1,27$ V sec и $\cos\delta \approx 1$. Для учета рассеяния якоря мы определяем

$$\Phi_r \frac{E_r'}{E_r} = 1,178 \frac{3870}{4000} = 1,14 \text{ V sec}.$$

Тогда исправленный полный ток ротора Θ' получается по урав. (161) равным

$$\Theta' = 71\,500 + (2400 + 3400 - 2900 - 2600) = 71\,800 \text{ A}.$$

Таким образом, рассеяние влияет на полный ток ротора при нагрузке незаметно, изменение напряжения практически тоже осталось прежним. Но влияние рассеяния может стать заметным при большей магнитной нагруженности и у машин с большим отношением A/B_1.

В нашем примере при номинальной нагрузке $A = 426$ A/cm, $B_1 = 7830$ гауссов и $A/B_1 = 0,055$ A/cm G.

b. Кривая поля при нагрузке. Определяем кривую поля при номинальной нагрузке, основываясь на полученном в § a полном токе ротора $\Theta' = 71\,800$ A и полном токе якоря $\Theta_A = 45\,500$ A. Из диаграммы фиг. 123 берем угол $\psi = 73°40'$. На фиг. 120 уже начерчены в масштабе кривые возбуждения роторного и якорного полей, а также результирующая кривая возбуждения поля U_x, причем для последней найдено и среднее значение вдоль одного зубцового деления. Напряжение тела якоря U_{A_1} при потоке $\Phi \approx \Phi_r \frac{E_r'}{E_r} = 1,140$ и напряжение тела ротора U_{A_2} при потоке $\Phi_2 = \Phi_2' = 1,270$ V sec мы можем найти путем интерполяции по таблице 5. Получаем $U_A = U_{A_1} + U_{A_2} = 1700 + 1320 = 3020$ A. Величина $U_{Ax}/2$ [урав. (162a)] показана на фиг. 120. Вычтя $U_{Ax}/2$ из U_x, мы получаем показанное жирной сплошной линией напряжение $U_V = U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2}$ и находим по этой кривой кривую поля.

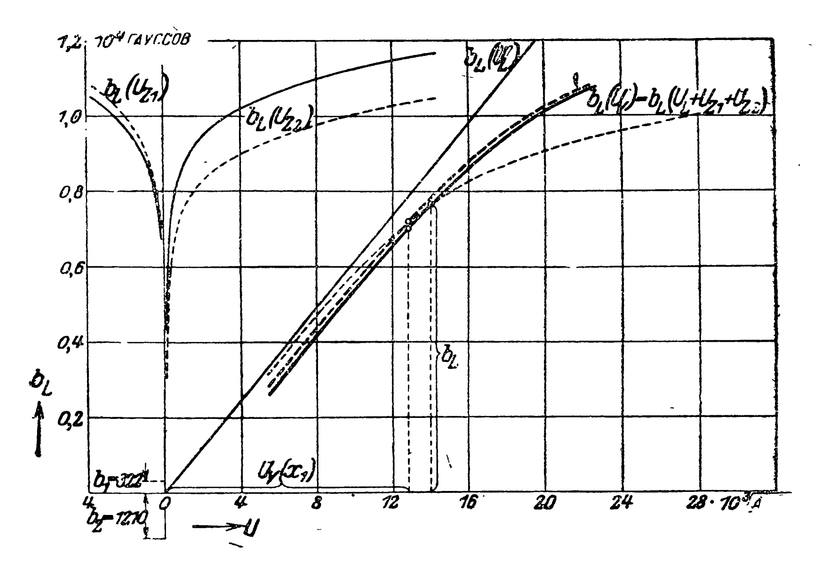
Рассмотрим сперва обмотанную часть окружности ротора, в отношении которой нет надобности считаться с рассеянием ротора, и вычислим по урав. (163) фиктивную индукцию в воздушном промежутке b_1, которою определяется добавочная нагруженность статорных зубцов статорным потоком рассеяния. β_i мы берем из фиг. 123, этот угол равен 32°9'; следовательно $\beta_i - \psi = 32°9' - 73°40' = -41°31'$, и мы получаем

$$b_1 \approx -337 \cos\left(\frac{180°}{\tau} x - 41,5°\right) \text{ гауссов.}$$

Максимальное значение этой индукции возникает при $x = 0,230\,\tau$ и равно 337 гауссов; тогда по фиг. 120 $U_V = 11\,900$ A. Из кривой $b_L\,(2U_V)$ на фиг. 112 мы можем, пренебрегая рассеянием, определить для найденного $2U_V$ индукцию $b_L = 5800$ гауссов. Тогда $b_L + b_1 = 6137$ гауссов, и мы видим из таблицы 6, что изменение (23 A) магнитного напряжения U_{Z_1} под влиянием потока рассеяния якоря ничтожно мало по сравнению с $U_V = 11\,900$ A, так что в отношении

обмотанной части нам нет надобности считаться с рассеянием. Следовательно, мы можем из кривой $b_L\,(2U_V)$ на фиг. 112 взять индукцию b_L в средних точках зубцов при удвоенном значении взятого из фиг. 120 напряжения U_V. Мы получаем в обмотанной части ротора ступенчатую часть кривой поля b_L, показанной на фиг. 126.

Нам остается еще определить индукцию b_L под **широким** зубцом. Здесь рассеяние якоря тоже оказывает весьма незначительное влияние на кривую поля при номинальной нагрузке. Но мы все же покажем



Фиг. 124. К нахождению распределения поля под полюсной дугой широкого зубца (фиг. 107) с учетом влияния магнитной нагруженности, обусловленной потоками рассеяния.

здесь его влияние для середины среднего зубца $x_1 = 9\tau/28$. Для этого места мы имеем

$$b_1 \approx -337\cos\left(\frac{9}{28}\,180^\circ - 41{,}5^\circ\right) = -322 \text{ гаусса.}$$

На эту величину мы сдвигаем, согласно сказанному в § 3, кривую $b_L(U_{Z_1})$ на фиг. 124, (взяв ее из таблицы 5 при $b_L = B_L$), в направлении положительных ординат (состоящая из черточек кривая).

Для учета рассеяния ротора мы вычисляем Φ_S по урав. (164a), где согласно урав. (164b) U_2 мало по сравнению с $\Theta' = 71\,800$ A. Поэтому достаточно для вычисления Φ_S взять напряжение зубцов $2U_{Z_2}$ из таблицы 5 приблизительно при $b_L = 8000$ гауссов. Тогда

$$U_2 \approx 1320 \sin\frac{9}{28}\,180^\circ + 1825 = 2950 \text{ A}$$

и

$$\Phi_S = 2\frac{71\,800-2950}{10}\,1{,}257\cdot 190\cdot 3{,}1 = 0{,}102\ \mathrm{V\ sec}.$$

По урав. (165а)

$$b_2 = \frac{0{,}102}{44{,}3\cdot 190} = 1210\ \text{гауссов}.$$

По соответственным величинам B_L, Φ_S, Φ_{Z_2} и $2U_{Z_2}$ таблицы 5 мы вычисляем индукцию в воздушном промежутке $b_L = \frac{\Phi_{Z_2}}{\Phi_{Z_2}-\Phi_S}$, которая соответствует при $\Phi_S = 0$ магнитному напряжению $2U_{Z_2}$, строим на фиг. 124 сплошную кривую $b_L(U_{Z_2})$ и смещаем ее в направлении отрицательных ординат на $b_2 = 1210$ гауссов (черточками показанная кривая). Далее мы суммируем абсциссы прямой $b_L(U_L)$ (таблица 5 при $b_L = B_L$) и кривых $b_L(U_{Z_1})$ и $b_L(U_{Z_2})$ и получаем показанную тонкими черточками кривую $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$, из которой берем при $U_V = 12\,860$ A по фиг. 120 при $x_1 = 9\tau/28$ индукцию $b_L = 7235$ гауссов под серединою полюса широкого зубца. Тогда по кривой $b_L(U_{Z_1})$ $U_{Z_2} = 850$ A. Суммируя эту постоянную величину U_{Z_2} с абсциссами кривой $b_L(U_{Z_1})$ и прямой $b_L(U_L)$, мы получаем показанную толстыми черточками кривую $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$ на фиг. 124. При помощи значений U_V для различных мест x на фиг. 120 мы берем из этой кривой показанную на фиг. 125 пунктирную кривую поля над широким зубцом. Среднее значение индукции $b_{Lm} = 7828$ гауссов. Этому значению $b_L = b_{Lm}$ соответствуют по фиг. 124 во втором приближении $U_{Z_2} = 1375$ A и новая, на фиг. 124 — не показанная кривая $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$, по которой мы во втором приближении определяем распределение поля и находим $b_{Lm} = 7680$ гауссов.

При помощи последнего значения мы, наконец, получаем в третьем приближении по фиг. 124 $U_{Z_2} = 1200$ A и сплошную кривую $b_L(U_L + U_{Z_1} + U_{Z_2})$ на фиг. 124 (сдвинутую на $1200-850 = 350$ A в направлении положительных абсцисс относительно показанной толстыми черточками кривой), а также сплошную кривую поля на фиг. 125. При помощи этой кривой поля над широким зубцом и ранее найденной кривой в области обмотанной части ротора мы получаем, наконец, представленную на фиг. 126 кривую поля.

Посредством планиметрирования мы находим соответствующий этой кривой поля поток $\Phi = 1{,}170$ V sec, которому по таблице 5 соответствует напряжение тела якоря $U_{A_1} = 1900$ A. Поток в роторе равен $\Phi_2 = \Phi + \Phi_S = 1{,}170 + 0{,}102 = 1{,}272$ V sec, и ему по таблице 5 соответствует напряжение тела ротора $U_{A_2} = 1320$ A. Отсюда мы получаем магнитное напряжение $U_A = U_{A_1} + U_{A_2} = 3220$ A, между тем как кривая поля определена была при $U_A = 3020$ A. Это расхождение настолько незначительно, что его влиянием на напряжение U_V (см. фиг. 120), которым определяется кривая поля, можно пренебречь.

Если мы напишем для кривой поля выражение

$$b_L = \sum_\nu B_\nu \sin\left(\nu \frac{\pi}{\tau} x + \beta_{i\nu}\right)$$

и проанализируем его до гармоники II порядка ($\nu = 11$), то получим сгруппированные в таблице 8 амплитуды B_ν отдельных гармоник, и их углы сдвига фаз $\beta_{i\nu}$. Для сравнения в той же таблице приведены отдельные гармоники при холостом ходе и $B_L = 7000$ гауссов; здесь $\beta_{i\nu} = 0$. На фиг. 126, где представлена кривая поля при нагрузке, показана основная гармоника индукции.

Наконец, по отдельным гармоникам индукции мы получаем, принимая во внимание обмоточные коэфициенты, отдельные гармоники ЭДС, действующие значения которых тоже содержатся в таблице 8. Как при холостом ходе, так и при нагрузке высшие гармонические в кривой ЭДС так незначительны, что она практически не отличается от своей основной волны.

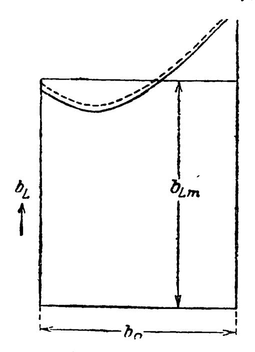
Таблица 8.

Анализ кривой поля и результирующей ЭДС при нагрузке и при холостом ходе.

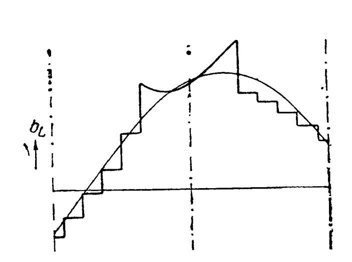
		$\nu =$					
		1	3	5	7	11	
Нагрузка номинальным током, $\sqrt{3}\,U = 6180$ V $\cos\varphi = 0{,}67$	B_ν . . .	7775	+712	−363	+665	−146	гауссов
	$\beta_{i\nu}$ . . .	−21,5	+ 13	+ 51	+ 20	+ 2,5	градуса
	$E_{r\nu}$ . . .	3970	+243	− 38	+ 50	− 8	вольт
	$E_{r\nu\,\text{сопр}}$.	6860	0	+ 64,6	+ 86	+ 13	»
Холостой ход, $\sqrt{3}\,U = 6150$ V	B_ν . . .	6900	−436	−108	+237	+ 9	гауссов
	E_ν . . .	3550	+149	− 11	+ 18	0	вольт
	$E_{\nu\,\text{сопр}}$ . .	6150	0	+ 19	+ 31	+ 1	»

c. **Точность диаграммы.** При определении кривой поля мы основывались на том угле сдвига фаз между основными волнами кривых возбуждения полей якоря и ротора, которые получаются из диаграммы фиг. 123, предполагающей синусоидальную результирующую кривую возбуждения поля. Как и надо было ждать, основная волна, определившаяся из истинной кривой поля, расходится как в отношении амплитуды, так и в отношении фазы с основной волной результирующего поля, получившегося из диаграммы. По диаграмме ЭДС, индуктируемая результирующим полем, равна $E_r = 4000$, между тем как ЭДС, получающаяся из кривой поля, равна $E_r = 3970$ V; по диаграмме имеем

$\measuredangle(\dot{I}, \dot{E}_r) = \psi - \beta_i = 73,5° - 23,7° = 49,8°$, между тем как по кривой поля получилось $\measuredangle(\dot{I}, \dot{E}_r) = 73,5° - 21,5° = 52°$. Если мы построим

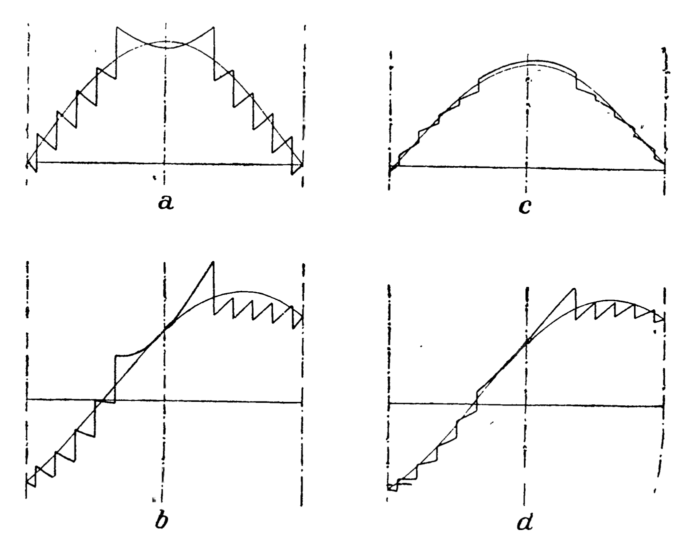


Фиг. 125. Кривая поля вдоль полюсной дуги b_p; кривая, показанная пунктиром, представляет собою первое приближение.



Фиг. 126. Кривая поля при номинальном токе, приблизительно номинальном напряжении и $\cos\varphi = 0,67$.

диаграмму напряжений при помощи определившихся по кривой поля $\dot{E}_r$ и $\measuredangle(\dot{I}, \dot{E}_r)$, то получим $U = 3565$ V, $\cos\varphi = 0,67$, то-есть состояние



Фиг. 127a — d. Кривые поля и их основные гармоники при номинальном напряжении. a) При индуктивной нагрузке и номинальном токе, b) при номинальном токе и неиндуктивной нагрузке, c) при половине номинального тока и емкостной нагрузке, d) при половине номинального тока и недовозбуждении с $\cos\varphi = 0,7$.

нагрузки, несколько расходящееся с представленною на фиг. 123 диаграммою ($U = 3635$ V, $\cos\varphi = 0,7$).

Чтобы проверить точность, с которою можно определить полный ток ротора и изменение напряжения по этой диаграмме, нам надо построить диаграмму для нового рабочего состояния. Мы не станем повторять здесь сделанного в § а вычисления, а только укажем его результат. Не считаясь с рассеянием якоря и добавочным рассеянием ротора, мы получаем для полного тока ротора $\Theta = 71\,200$ A, а учитывая их — 71 800 A. Случайно это тот самый полный ток ротора, который был положен в основу кривой поля. Следовательно, для определения полного тока ротора и изменения напряжения в данном примере не было бы надобности определять кривую поля.

Обычно и при других состояниях нагрузки определение полного тока ротора по диаграмме представляется надежным. Исключение составляет только определение его при чисто емкостной нагрузке, потому что тогда полный ток ротора равен алгебраической разности между результирующим полным током и полным током якоря, а поэтому сам по себе очень мал. Довольно значительные ошибки могут, впрочем, иметь место и при индуктивной нагрузке, если зубцы ротора насыщены очень сильно, как это, например, бывает обычно при выполнении ротора на фиг. 104.

На фиг. 127a — d показаны кривая поля и основная ее волна еще и для других случаев нагрузки при номинальном напряжении, причем указано также распределение поля вдоль делений узких зубцов, устанавливающееся под влиянием синусоидальной, по нашему допущению, кривой возбуждения якорного поля. Фиг. 127a и b относятся к номинальному току, a — к индуктивной нагрузке при $\cos\varphi = 0$, b — к неиндуктивной нагрузке при $\cos\varphi = 1$. Фиг. 127c и d относятся к половинному номинальному току и емкостной нагрузке, c — при $\cos\varphi = 0$, d — при $\cos\varphi = 0{,}7$. Как мы видели в § A 5 (см. фиг. 44a), величина угла $\measuredangle(\dot{E}_r, \dot{E}) = \measuredangle(\dot{\Theta}_r, \dot{\Theta})$ достигает максимального значения при определенном опережении током напряжения на зажимах, — причем это опережение зависит от силы якорного тока, — с тем, чтобы потом снова понизиться и при $\cos\varphi = 0$ (фиг. 127c) опять приблизительно сделаться равной нулю. Этим объясняется положение основной волны при убывающем угле φ (в порядке фигур a, b, c, d). Максимальное значение $\measuredangle(\dot{\Theta}_r, \dot{\Theta})$ получается здесь приблизительно при $\cos\varphi = 0{,}4$.

5. Геометрическое место тока и опрокидывающая мощность.

В §§ F и 2 b и c мы подвергнем исследованию геометрическое место тока при различных условиях работы, причем, однако, будем предполагать прямолинейную характеристику, проходящую через начало координат, или заменять криволинейную характеристику холостого хода прямою, проходящею через начало координат и через ту точку характеристики, которая соответствует некоторому среднему значению результирующего потока в воздушном промежутке. Там мы примем также в расчет активное сопротивление якорной обмотки, которым здесь пренебрегаем, потому что оно у турбогенераторов очень мало и не оказывает заметного влияния на геометрическое место тока. Это влияние здесь обычно еще меньше, чем влияние добавочного

рассеяния ротора при нагрузке, которым мы для простоты пренебрегаем. Далее мы ограничиваемся здесь рассмотрением геометрического места при неизменном полном токе ротора.

а. Геометрическое место. Сперва предположим, что ЭДС-ы пропорциональны полным токам, т. е. что характеристика выражается прямою линией, проходящей через начало координат. На фиг. 128 представлена диаграмма напряжений, где $X_\sigma I$ означает реактивное напряжение рассеяния якорной обмотки $E_r \sim \Theta_r$ — ЭДС, обусловленную результирующим потоком $E_A \sim \Theta_A'$ — ЭДС, обусловленную фиктивным потоком поверхности якоря и $E' \sim \Theta$ — ЭДС, обусловленную фиктивным потоком ротора. При неизменном напряжении на зажимах U и неизменном полном токе ротора мы получаем тогда для геометрического места концевой точки луча $\overline{\dot{O}F} = jX_\sigma \dot{I} - \dot{E}_A$ при всех возможных состояниях нагрузки окружность, описанную около начальной точки A радиусом E' (фиг. 128).

Чтобы узнать, в каких пределах может изменяться результирующая ЭДС E_r, мы проводим через точку B линию, параллельную к $\overline{AF}$, пересекающую $\overline{AO}$ в точке O'. Имеем

$$\overline{O'B} = \frac{\overline{OB}}{\overline{OF}} F' = \text{const} \quad \text{и} \quad \overline{O'O} = \frac{\overline{OB}}{\overline{OF}} U = \text{const},$$

потому что при прямолинейной характеристике E_A пропорциональна току I. Конец вектора $\dot{E}_r$ перемещается, следовательно, по окружности, центр которой находится в O' и радиус которой равен $\overline{O'B}$. Величина $X_\sigma I$ всегда, даже при криволинейной характеристике холостого хода, пропорциональна току, но в практических случаях при номинальном режиме имеет величину порядка только 0,1 U. И так как здесь E_A тоже пропорциональна I, то целесообразно избрать мерою тока вместо луча $\overline{OB}$ луч $\overline{OF}$. Если мы напишем

$$E_A = X_h I, \tag{166a}$$

Фиг. 128. Диаграмма напряжений машины с неявно выраженными полюсами; активное сопротивление не принято во внимание.

то, в связи с урав. (98) и (158а), главное реактивное сопротивление равно

$$X_h = gk_h \frac{E_a}{\Theta'_A} = gk_h \frac{E_r}{\Theta_r}, \tag{166b}$$

где по урав. (98а) и (158)

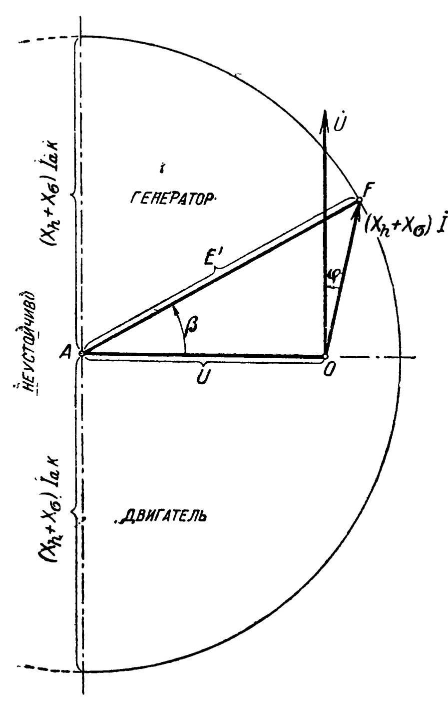
$$gk_h = \frac{m}{\sqrt{2}} \frac{\xi_1}{\xi_2} \cdot \frac{w_1}{p} \tag{167a}$$

представляет собою не имеющую размерности постоянную. Умножив эту постоянную на якорный ток, мы получаем приведенный к распределению роторной обмотки полный ток якоря

$$\Theta_A' = gk_h I. \tag{167b}$$

Наоборот, при помощи коэфициента gk_h всякий полный ток на характеристике холостого хода можно свести к соответствующему якорному току, практически вне зависимости от степени насыщения машины.

Величина E_r/Θ_r в урав. (166b) соответствует наклону прямой, проходящей через начальную точку и точку (Θ_r, E_r) на характеристике холостого хода. Так как эту последнюю мы приняли прямолинейною, то $E_r/\Theta_r = \text{const}$, а следовательно, и $X_h = \text{const}$. Длина луча $\overline{OF}$, то-есть, $\overline{OF} = (X_h + X_\sigma)I$, является таким образом мерою для тока I, направление этого луча опережает ток на угол сдвига фаз $F/2$. Поэтому, если мы повернем треугольник AOF в направлении отрицательных углов на $\pi/2$ относительно неподвижного напряжения на зажимах $\dot{U}$ (фиг. 129), то вектор $\overline{OF}$ окажется в фазе с током и длина этого вектора будет пропорциональна величине тока. Следовательно, окружность на фиг. 129 является геометрическим местом для конца вектора тока при неизменном полном токе ротора Θ, соответствующем фиктивной ЭДС E'. Измеренный в масштабе напряжения отрезок $\overline{OF} = (X_h + X_\sigma) I$ нужно разделить на $X_h + X_\sigma$, чтобы получить ток.



Фиг. 129. Кривая геометрического места тока у машины с неявно выраженными полюсами при неизменном возбуждении; прямолинейная характеристика; активное сопротивление не принято во внимание.

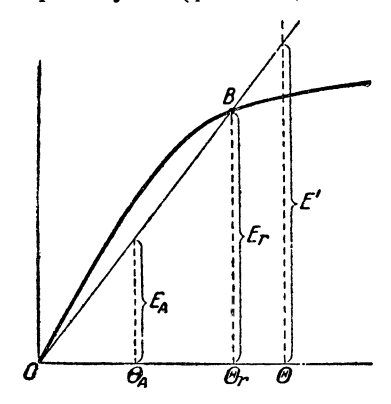
Отдаваемая машиною электрическая (активная) мощность равна

$$P = mUI\cos\varphi = mUI_a, \qquad (168)$$

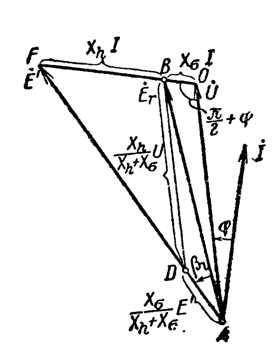
где I_a означает активный ток; она здесь также равна внутренней мощности $P_{вн.}$, потому что мы приравняли нулю активное сопротивление якорной обмотки ($R = 0$). Максимальное значение внутренней мощности определяет собой границу устойчивой работы. Внутренней мощности соответствует развиваемый машиною момент вращения, который при работе ее в качестве генератора (верхняя половина окружности) производит тормозящее, а при работе ее в качестве двигателя (нижняя половина окружности) — движущее действие. На левой половине окружности фиг. 129, по мере роста $|\beta|$, т. е. роста опережения ротора у генератора и роста его отставания у двигателя, понижается внутренняя мощность, а вместе с нею — тормозящий момент вращения у генератора и движущий момент вращения у двигателя. Поэтому, как только у генератора (двигателя) разность (сумма) между подводимой (отдаваемой) механической мощностью и механическими и железными потерями

превзойдет максимальное значение внутренней мощности, опрокидывающую мощность, машина попадет в область неустойчивости; генератор должен тогда пойти в разнос (двигатель остановиться).

Теперь мы примем в расчет влияние кривизны характеристики холостого хода. В этом случае тоже действительна представленная на фиг. 128 диаграмма, если мы относим ЭДС E' и E_A к фиктивной прямолинейной характеристике, проходящей через точку (Θ_r, E_r), которая соответствует результирующему полю в воздушном промежутке (фиг. 130) и, вообще говоря, является иною для



Фиг. 130. Определение ЭДС E' и E_A в диаграмме фиг. 128 при криволинейной характеристике.



Фиг. 131. Пояснение урав. (169a и b).

каждого состояния нагрузки (см. геометрическое место для E_r на фиг. 128). Поэтому и X_h уже непостоянно и только величину $X_\sigma I$ можно считать пропорциональною току. Графическое определение геометрического места тока (см. например, [Л 42]) становится тогда слишком неточным, вследствие малости $X_\sigma I$ относительно прочих величин; мы должны определить эту кривую аналитически.

Пусть снова в виде неизменных величин нам даны напряжение на зажимах U и полный ток ротора Θ. Если мы исходим из определенной точки B характеристики холостого хода (фиг. 130), то нам даны также величины $\dot{E}'$ и $\dot{E}_r$, но не фазы их относительно тока $\dot{I}$ и не самый ток $\dot{I}$. Для вычисления этого тока мы исходим из представленной на фиг. 131 диаграммы напряжений и проводим через точку B линию, параллельную к U, пересекающую $\overline{AF}$ в D. Тогда в треугольнике ADB

$$\overline{AD} = \frac{X_\sigma}{X_h + X_\sigma} E' \quad \text{и} \quad \overline{DB} = \frac{X_h}{X_h + X_\sigma} U,$$

где X_h дается урав. (166b) и для принятой точки B характеристики холостого хода является известным. Мы получаем из треугольника ABD по закону косинуса

$$2E_r E' \cos \beta_i = \frac{E_r^2 (X_h + X_\sigma)^2 + E'^2 X_\sigma^2 - U^2 X_h^2}{X_\sigma (X_h + X_\sigma)}.$$

При помощи этого выражения мы можем в треугольнике ABF также по закону косинуса найти

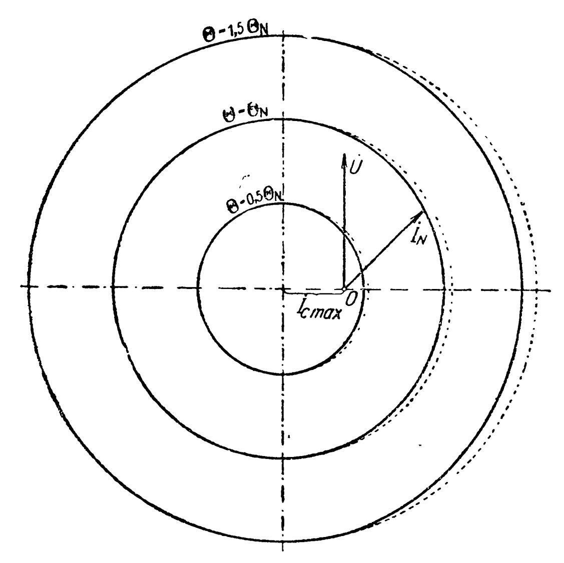
$$X_h^2 I^2 = \frac{(E'^2 - E_h^2) X_h X_\sigma - (E_r^2 - U^2) X_h^2}{X_\sigma (X_h + X_\sigma)}$$

и получаем

$$I = \sqrt{\frac{E'^2 - E_r^2}{X_h (X_h + X_\sigma)} - \frac{E_r^2 - U^2}{X_\sigma (X_h + X_\sigma)}}; \qquad (169a)$$

фазу мы определяем из треугольника AOF (снова по закону косинуса), в котором угол AOF равен $\pi/2 + \varphi$:

$$\sin \varphi = \frac{1}{2UI} \left[\frac{E'^2 - U^2}{X_h + X_\sigma} - I^2 (X_h + X_\sigma) \right]. \qquad (169b)$$

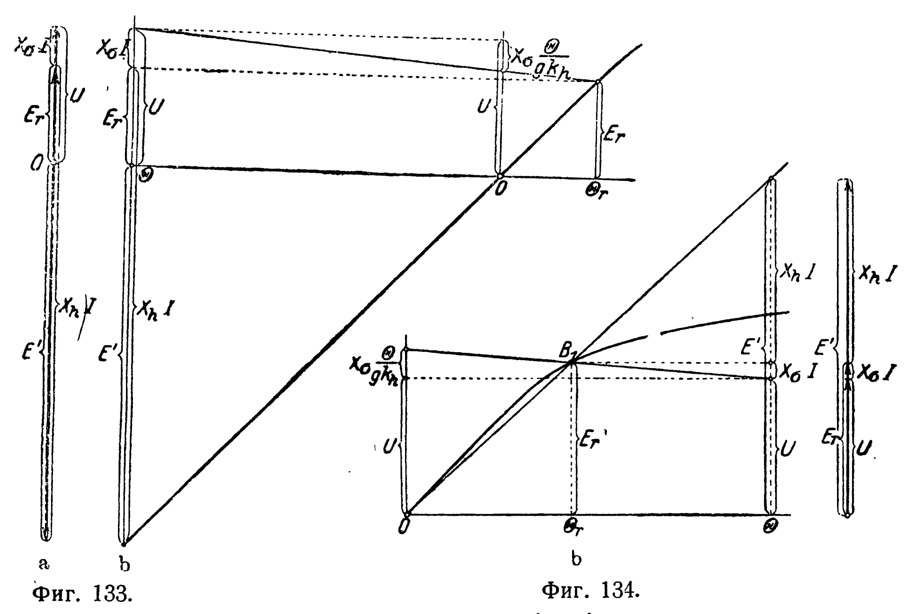


Фиг. 132. Кривая геометрического места тока у турбогенератора для кажущейся мощности 12 000 kVA; кривые, показанные пунктиром, — при прямолинейной характеристике.

Для каждой принятой точки (B) характеристики холостого хода нам даны E_r и Θ_r, а значит также $E' = F_r \frac{\Theta}{\Theta_r}$ и $X_h = g k_h \frac{H_r}{\Theta_r}$, так что мы можем вычислить по урав. (169a) ток I и по урав. (169b) угол сдвига фаз φ. При этом заслуживают внимания только те значения E_r, для которых величина I вещественна. Отложив I под углом φ относительно неподвижного вектора напряжения U, мы получаем одну точку геометрического места тока. Исходя из различных точек B характеристики холостого хода и следуя тому же способу, мы можем по отдельным точкам построить геометрическое место; эти геометрические места показаны на фиг. 132 для рассмотренной в §§ C_1 d и C 4 машины и для

характеристики по фиг. 115 при различных полных токах ротора Θ. Пунктирные окружности относятся к прямолинейной характеристике, которая в нижней своей части совпадает с криволинейной.

Границы E_r, могущие возникнуть в практическом случае, то-есть дающие вещественное значение I по урав. (169а), можно при прямолинейной характеристике взять непосредственно из диаграммы фиг. 128, если $\dot{U}$ и $\dot{E}'$ совпадают по фазе и противоположны по фазе. Окружность, которую описывает конец вектора $\dot{E}_r$ при прямолинейной характеристике, оказывается при криволинейной характеристике сглаженной в верхней части фиг. 128 (см. окружности тока на фиг. 132). Но при



Фиг. 133. Фиг. 134.

Фиг. 133 и 134. Диаграммы напряжений, если $\dot{U}$ и $\dot{E}'$ совпадают по фазе (133а) и противоположны по фазе (134а), и определение верхнего (133b) и нижнего предела E_r (134b) при одном и том же полном токе ротора Θ.

определенном полном токе ротора Θ, E_r и тогда еще максимальна (в виду малости $\overline{O'B}$ относительно E_r на фиг. 128), когда $\dot{U}$ и $\dot{E}'$ совпадают по фазе (рис. 133а) и минимальна, когда $\dot{U}$ и $\dot{E}'$ противоположны по фазе (фиг. 134а). В первом случае в характеристике холостого хода

$$\Theta - \Theta_r = \Theta_A' = gk_h I. \tag{170}$$

Отложив на оси ординат на фиг. 133b отрезок $U + X_\sigma \frac{\Theta}{gk_h}$ и соединив его конец с точкою (Θ, U), мы получаем в точке пересечения B_1 соединительной прямой с характеристикою холостого хода верхнюю границу E_r при полном токе ротора Θ, потому что, согласно фиг. 133b

$$X_\sigma \frac{\Theta}{gk_h} \frac{\Theta - \Theta_r}{\Theta} = X_\sigma I \tag{170a}$$

и

$$(\Theta-\Theta_r)\frac{E_r}{\Theta_r}=gk_h\frac{E_r}{\Theta_r}I=X_hI. \tag{170b}$$

В предельном случае фиг. 134а ротор сместился относительно положения фиг. 133а на одно полюсное деление, поэтому Θ нужно ввести с отрицательным знаком, и мы получаем представленное на фиг. 134b определение нижней границы E_r. Здесь мы имеем

$$X_\sigma\frac{\Theta}{gk_h}\frac{\Theta+\Theta_r}{\Theta}=X_\sigma I \tag{171a}$$

и

$$(\Theta+\Theta_r)\frac{E_r}{\Theta_r}=X_hI. \tag{171b}$$

Нижняя граница практически не имеет значения, потому что она расположена в неустойчивой области. Обычно требуется знать геометрическое место только вблизи опрокидывающей мощности; тогда E_r приблизительно равна U.

b. Опрокидывающая мощность и опрокидывающий момент. При наибольшем активном токе I_{aK}, который можно взять непосредственно из кривой геометрического места тока, для работы машины в качестве генератора и двигателя, электрическая опрокидывающая мощность, если пренебречь активным сопротивлением машины, равна

$$P_K=mUI_{aK}. \tag{172}$$

I_{aK} и P_K у генератора положительны, у двигателя отрицательны.

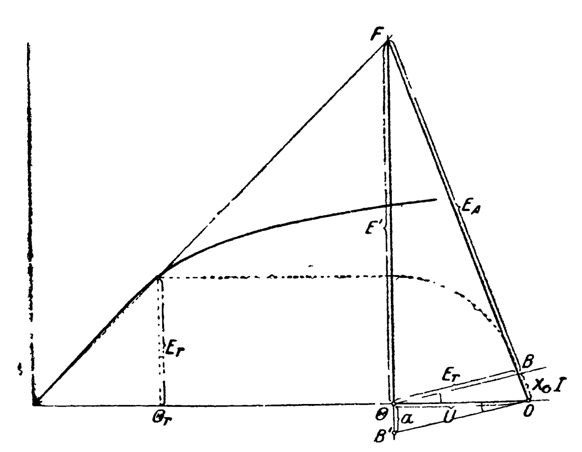
Обычно зависимость мощности от тока не заслуживает особенного внимания; требуется знать только опрокидывающую мощность. При ней и при прямолинейной характеристике, если мы пренебрегаем активным сопротивлением якорной обмотки, угол $\beta=\pm\frac{\pi}{2}$ (см. фиг. 128 и 129). Как видно из фиг. 132, соответствующей одному практическому примеру, влияние кривизны характеристики холостого хода на кривую геометрического места тока сказывается обычно уже не в области опрокидывающей мощности, так что активный ток, соответствующий опрокидывающей мощности, можно в большинстве случаев вычислять по уравнению

$$I_{aK}=\pm\frac{E'\infty}{X_h+X_\sigma}, \tag{172a}$$

где E'_∞ надо взять на продолжении прямолинейной части характеристики холостого хода при полном токе Θ и положить $X_h=gk_h\frac{E'\infty}{\Theta}$. Тогда, как мы увидим в § E I, I_{aK} равен току короткого замыкания при полном токе Θ.

Только при исключительно высоких насыщениях влияние кривизны характеристики холостого хода может сказаться и в области опрокидывающей мощности, причем тогда, судя по кривым гео-

метрического места на фиг. 132, опрокидывающие мощности должны возникать не при $|\beta| = \frac{\pi}{2}$, а при несколько больших значениях β. Таким образом, у нас получаются несколько преуменьшенные значения опрокидывающей мощности, когда мы определяем их при помощи активных токов при $\beta = \pm \frac{\pi}{2}$. Для того случая, когда $\beta = \pm \frac{\pi}{2}$, то-есть, когда $\dot{E}'$ перпендикулярна к $\dot{U}$, действительная диаграмма напряжений перенесена на характеристику холостого хода фиг. 135 таким образом, что



Фиг. 135. Определение опрокидывающей мощности.

вектор $\dot{E}'$ совпадает с соответствующей ординатой характеристики. Если мы проведем через точку O линию, параллельную к E_r в векторной диаграмме, то линия эта отсечет на продолжении E' отрезок a, который на основании пропорции

$$\frac{a}{E'} = \frac{X_\sigma I}{E_A} \tag{173a}$$

оказывается равным

$$a = X_\sigma I \frac{E'}{E_A} = X_\sigma I \frac{\Theta}{\Theta'_A} = X_\sigma \frac{\Theta}{g k_h}. \tag{173}$$

Отсюда вытекает следующий способ для определения активного тока при $\beta = \pm \frac{\pi}{2}$. Откладываем от точки Θ характеристики холостого хода в направлении отрицательных ординат отрезок $a = X_\sigma \frac{\Theta}{g k_h}$ в масштабе напряжения и соединяем его конец B' с точкою O, которая в направлении положительных абсцисс удалена от Θ на U. Линия, параллельная к $\overline{OB'}$ и проходящая через Θ, указывает тогда направление E. Посредством проб нужно определить E' таким образом, чтобы соединительная линия $\overline{OF}$ отсекла на проходящей через Θ параллели к $\overline{OB'}$ такой же отрезок E_r, какой отсекает проходящая через начало

характеристики холостого хода и через точку F прямая на характеристике холостого хода. Сперва задаются величиною E приближенно (например, величиною E'_{∞}, которую касательная к характеристике холостого хода отсекает на ординате, проходящей через Θ) и проводят линию $\overline{FO}$; при помощи E_r из векторной диаграммы находят затем точку E_r характеристики холостого хода и получают E' во втором приближении. В векторной диаграмме при новом значении E' величина E_r изменяется лишь незначительно, так что обычно в дальнейшем приближении для E' нет надобности. Активный ток при опрокидывающей мощности I_{aK} может быть лишь слегка больше, чем при $\beta = \pm \frac{\pi}{2}$ и следовательно при найденных по фиг. 135 значениях E', E_r и Θ_r

$$I_{aK} \approx \pm \frac{E'}{gk_h \frac{E_r}{\Theta_r} + X_\sigma} = \pm \frac{E_r}{gk_h E_r + \Theta_r X_\sigma} \Theta \tag{174a}$$

и опрокидывающая мощность

$$P_K \approx mUI_{aK} = \pm mU \frac{E_r}{gk_h E_r + \Theta_r X_\sigma} \Theta. \tag{174b}$$

Фиг. 135 относится к той же машине, что и кривая геометрического места фиг. 132. Хотя E_r при $\beta = \pm \frac{\pi}{2}$ лежит уже в изогнутой части характеристики, активный ток при опрокидывающей мощности здесь еще не на много меньше, чем при прямолинейной характеристике, которая в своей нижней части совпадает с криволинейною. Объясняется это тем, что X_σ мало по сравнению с $gk_h \frac{E_r}{\Theta_r}$; будь $X_\sigma = 0$, кривизна характеристики холостого хода по урав. (174b) вообще не имела бы влияния на опрокидывающую мощность.

Опрокидывающая мощность в основном пропорциональна полному току ротора [см. урав. (174b)], который в свою очередь зависит от величины и характера имеющейся в данный момент нагрузки. При работе машины в качестве генератора, с неизменным напряжением на зажимах U и неизменным током I, и при чисто индуктивной нагрузке величина Θ максимальна и равна алгебраической сумме $\Theta = \Theta_r + \Theta'_A$, а при чисто емкостной (устойчивой) нагрузке она минимальна и равна алгебраической разности $\Theta = \Theta_r - \Theta'_A$. В предельном случае при $\Theta = 0$ опрокидывающая мощность тоже обращается в нуль.

Прибавив к внутренней мощности $P_{вн}$ механические потери (на трение и вентиляционную мощность) и зависящие от результирующего потока потери в железе, мы получим ту мощность, которую нужно подводить механически и которая у двигателя отрицательна. Механические потери Q_m у синхронной машины не зависят от состояния нагрузки. Железные потери, строго говоря, зависят от него. Мы можем положить (фиг. 128)

$$Q_E \approx Q'_{E_0} \left(\frac{E_r}{U}\right)^2, \tag{175}$$

где Q_{E_0} означает потери в железе при холостом ходе и напряжении на зажимах U. Тогда механическая мощность равна

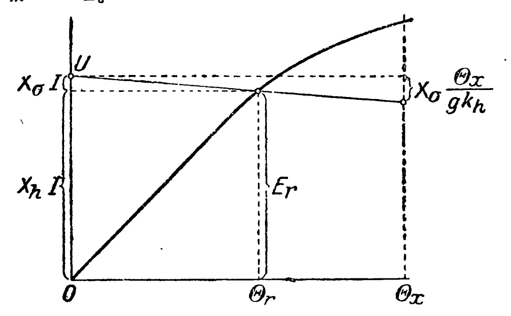
$$P_m = P_{вн} + Q_m + Q_E, \tag{175a}$$

где $P_{вн}$ для двигателя нужно взять с отрицательным знаком. Вблизи опрокидывающей мощности E_r обычно несколько меньше, чем U, так что, вычислив механическую опрокидывающую мощность по выражению

$$P_{mK} \approx P_{K\,вн} + Q_m + Q_{E_0} \approx P_K + Q_m + Q_{E_0}, \tag{175b}$$

мы получаем для генератора несколько преувеличенные, а для двигателя несколько преуменьшенные значения.

Наконец, по механической опрокидывающей мощности мы определяем опрокидывающий момент, который должен быть приложен на валу машины при числе оборотов n



Фиг. 136. Определение максимального емкостного реактивного тока.

$$M_K = \frac{P_{mK}}{2\pi n} \tag{176a}$$

или

$$M_K = 0{,}974\,\frac{P_{mK}}{n}\ \text{kGm}, \tag{176b}$$

где P_{mK} выражено в W, а n в *об/мин*.

c. Емкостная составляющая реактивного тока. Чисто емкостный реактивный ток достигает при $\Theta = 0$ своего наибольшего возможного при устойчивой работе значения. Чтобы определить его, мы проводим (см. фиг. 136) через точки $(O,\ U)$ и $\left(\Theta_x,\ U - X_\sigma \frac{\Theta_x}{gk_h}\right)$, где Θ_x означает произвольно принятый полный ток, прямую линию, отсекающую на характеристике холостого хода ЭДС E_r. Так как полный ток ротора $\Theta = 0$, то $\Theta'_A = \Theta_r$ и, следовательно, наибольший емкостный реактивный ток равен

$$I_{c\,max} = \frac{\Theta_r}{gk_h}, \tag{177a}$$

или же

$$I_{c\,max} = \frac{U}{gk_h\,\frac{E_r}{\Theta_r} + X_\sigma}. \tag{177b}$$

Если точка $(\Theta_r,\ E_r)$ еще расположена в прямолинейной части характеристики, то максимальный емкостный реактивный ток $I_{c\,max}$ равен току короткого замыкания I_{k0} при возбуждении холостого хода Θ_0 и

напряжении на зажимах U (см. § К I). В противном случае $I_{e\,max} < I_{kO}$ согласно фиг. 137,

$$I_{c\,max} = I_{ko} \frac{\Theta_r}{\Theta_{Ak}'}. \tag{177c}$$

Как мы увидим в § 6, точка (Θ_r, E_r) должна находиться на изогнутой части характеристики холостого хода для того, чтобы машина могла работать устойчиво, будучи включена на емкость, при напряжении на зажимах U и при максимальном емкостном реактивном токе.

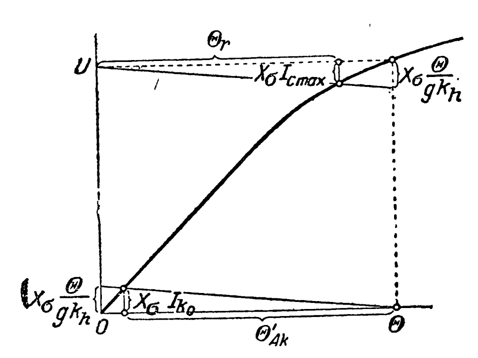
В устойчивой области при прямолинейной характеристике (см. фиг. 129) максимальный емкостный реактивный ток $I_{e\,max}$ равен максимальной емкостной составляющей реактивного тока, возникающей при опрокидывающей мощности с каким угодно полным током ротора. При сильно изогнутой характеристике емкостная составляющая реактивного тока может стать несколько больше, однако, влияние кривизны характеристики обычно перестает быть заметным в области опрокидывающей мощности, так что во всех практических случаях можно считать максимальную емкостную составляющую реактивного тока равною максимальному емкостному реактивному току при прямолинейной характеристике (см. фиг. 132).

Но во всех этих случаях устойчивая работа практически невозможна, ибо при малейшем увеличении активной мощности машина выпала бы из такта. Если мы для практической работы поставим условием, чтобы максимальная допустимая активная мощность оставалась ниже опрокидывающей мощности еще на $s\%$ от номинальной активной мощности, то штрихпунктирные кривые на фиг. 138 указывают для $s = 0, 5, 10$ и 15% ту границу конца вектора тока при различных полных токах ротора, которая еще гарантирует надежную работу при соответствующей величине s. Построение этих кривых пояснено на фиг. 138 для $s = 10\%$. Мы видим, что по мере возрастания составляющей активного тока емкостная составляющая реактивного тока быстро убывает, тем быстрее, чем допущена большая степень безопасности s. При $s = 0$ кривая эта совпадает с ординатою, проходящею через центр окружности при прямолинейной характеристике. Из этих кривых можно получить максимальные активные и емкостные реактивные составляющие тока, допустимые с точки зрения устойчивости. При чисто емкостной нагрузке, при степени безопасности $s = 10\%$ и при номинальном возбуждении допустимой емкостный реактивный ток с $\cos\varphi = 0$ составляет в нашем примере (фиг. 132 и 138) около 68% от номинального активного тока.

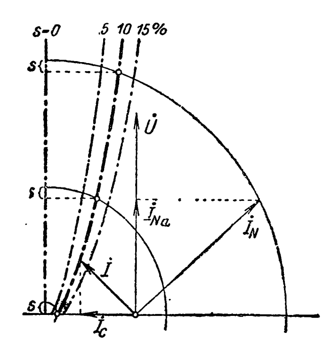
У машины, спроектированной для индуктивной нагрузки, максимальный практически допустимый при номинальном напряжении емкостный реактивный ток относительно мал, составляя в среднем около 0,7 от номинального тока, между тем как в сетях ультравысокого напряжения часто представляется желательным, чтобы машина могла отдавать в сеть емкостный реактивный ток, по возможности равный номинальному току. Выясним поэтому вопрос, какими средствами можно усилить емкостный реактивный ток. Так как мы предполагаем постоянство напряжения на зажимах U, то речь идет об уменьшении знаменателя в урав. (177b). Величина gk_h дается урав. (167a), где обмоточные

коэфициенты ξ_1 и ξ_2 изменить сколько нибудь значительно нельзя, так что повлиять на gk_h можно только путем изменения числа витков якорной обмотки w_1. Величина X_σ пропорциональна произведению из квадрата числа витков на теоретическую проводимость путей рассеяния, величина E_r/Θ_r приблизительно соответствует наклону нижней части характеристики холостого хода.

Если мы предположим сперва, что число витков якорной обмотки и характеристика холостого хода нам заданы, то увеличить $I_{c\,\max}$ можно только посредством уменьшения проводимости путей рассеяния. Но такое уменьшение оказывает слабое влияние на величину емкостного



Фиг. 137. Различие между током короткого замыкания (I_{k0}) и максимальным емкостным реактивным током ($I_{c\max}$) при криволинейной характеристике.



Фиг. 138. Определение емкостной составляющей реактивного тока I_c, если максимально допустимая активная мощность ниже опрокидывающей мощности на $s\,\%$ от номинальной активной мощности (штрихпунктирные кривые геометрического места).

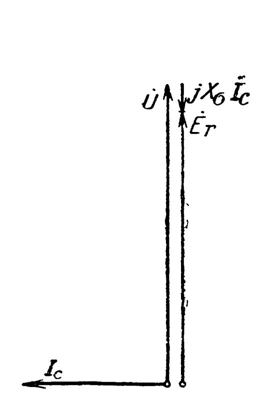
реактивного тока, потому что X_σ всегда очень мало по сравнению с $gk_h \frac{E_r}{\Theta_r}$.

Гораздо эффективнее было бы уменьшение числа витков якорной обмотки, по отношению к которому величина gk_h, а также — при прямолинейной характеристике и той же длине воздушного промежутка — величина E_r/Θ_r изменяются пропорционально, а X_σ — в квадрате. Таким образом, при прямолинейной характеристике емкостный реактивный ток по урав. (177b) обратно пропорционален квадрату числа витков якорной обмотки. При криволинейной характеристике он возрастал бы еще несколько скорее по мере уменьшения числа витков, потому что магнитная нагруженность должна быть обратно пропорциональной числу витков якорной обмотки для того, чтобы индуктировать ту же ЭДС, а величина E_r/Θ_r становится меньше по мере увеличения магнитной нагруженности. Но с точки зрения величины ударного тока короткого замыкания, нельзя в любой степени уменьшить X_σ и обычно для X_σ и gk_h подбираются такие небольшие значения, какие еще возможны с точки зрения допустимого по § 44 „Правил и норм“ ударного тока короткого замыкания. Поэтому практически важным средством увели-

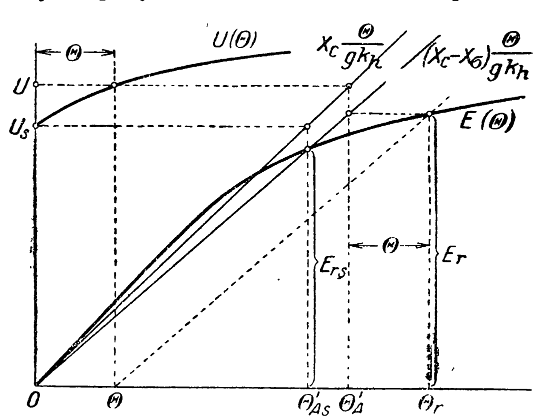
чения емкостного реактивного тока остается только уменьшение величины E_r/Θ_r, которая при том же числе витков якорной обмотки может быть непосредственно уменьшена путем увеличения длины воздушного промежутка. Следовательно, у турбогенераторов для больших емкостных реактивных токов воздушный промежуток должен быть относительно велик.

6. Машина с неявно выраженными полюсами при емкостной нагрузке.

Самовозбуждение. Сети ультра-высокого напряжения, где зачастую генератор один должен держать под номинальным напряжением сеть, временно работающую вхолостую, требуют питания емкостными реактив-



Фиг. 139a. Диаграмма напряжений при емкостной нагрузке. Активное сопротивление не принято во внимание.



Фиг. 139b. Нахождение кривой $U(\Theta)$ при неизменной емкости. Реактивное сопротивление сети X_c имеет такую величину, что прямая сопротивления $(X_c - X_\sigma)\dfrac{\Theta}{gk_h}$ пересекает характеристику холостого хода.

ными токами. Активное сопротивление такой сети обычно ничтожно мало, а реактивное сопротивление имеет преимущественно емкостный характер и превышает X_σ; обозначим его через X_c. Требующийся ток сети I_c мы получаем тогда по уравнению

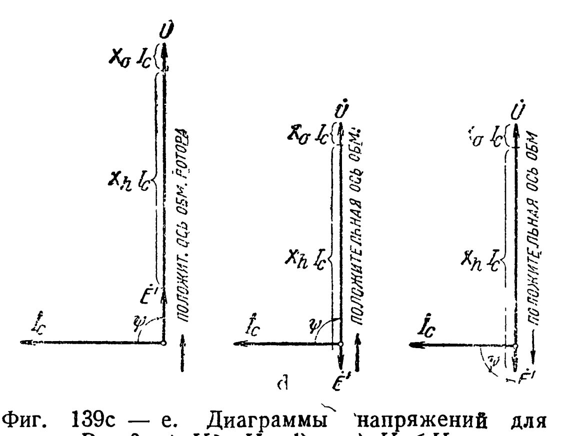
$$U = I_c X_c; \tag{178a}$$

он опережает по фазе на четверть периода напряжение на зажимах. Пренебрегая активным сопротивлением, мы получаем из диаграммы напряжений (фиг. 139a) для результирующей ЭДС в генераторе

$$E_r = U - X_\sigma I_c = (X_c - X_\sigma) I_c. \tag{178b}$$

Емкостный ток сети намагничивает машину в направлении результирующего поля. Если прямая $(X_c - X_\sigma)\dfrac{\Theta}{gk_h}$ пересекает характеристику холостого хода $E(\Theta)$ (фиг. 139b), то точка пересечения представляет

собою точку работы, так же, как у шунтовой машины постоянного тока — точка пересечения прямой сопротивления с характеристикою холостого хода. Сообразно с этим мы будем называть „прямою сопротивления“ и прямую $(X_c - X_\sigma)\frac{\Theta}{gk_h}$. Если включить невозбужденную синхронную машину на емкость сети, то она сама, однако, не возбудится, вообще говоря, до этой рабочей точки. Как этого можно достигнуть, мы увидим в § D 7, стр. 253—255, где подробно рассмотрено самовозбуждение машины с явно выраженными полюсами. Сказанное там относится непосредственно и к машине с неявно выраженными полюсами.



Фиг. 139с — е. Диаграммы напряжений для $R=0$; с) $U>U_s$, d) и е) $U<U_s$.

Если мы обозначим ЭДС, определяемую точкою пересечения прямой сопротивления с характеристикой холостого хода, через E_{rs}, то напряжение сети равно

$$U_s = E_{rs} + X_\sigma I_{cs} \tag{178c}$$

и мы получим его, продолжив E_{rs} до точки пересечения с „прямою сети“ $X_c \frac{\Theta}{gk_h}$ (см. фиг. 139b). Тогда ток сети равен

$$I_{cs} = \frac{\Theta'_{As}}{gk_h}. \tag{178d}$$

Посредством добавочного возбуждения индуктора можно плавно повышать напряжение на зажимах. При определенном полном токе ротора Θ индуктированная ЭДС E_r определяется точкой пересечения параллели к прямой сопротивления (пунктир на фиг. 139b), проходящей через абсциссу Θ, с характеристикой холостого хода.

Полный ток ротора, требующийся для создания напряжения на зажимах $U > U_s$, определяется следующим образом (см. фиг. 139b). Точка пересечения прямой $U = \text{const}$ с прямой $X_c = \frac{\Theta}{gk_h}$ дает нам полный ток якоря Θ'_A и ток сети $I_c = \frac{\Theta'_A}{gk_h}$. Если мы вычтем из U реактивное

напряжение рассеяния $X_c I_c = X_\sigma \frac{\Theta'_A}{g k_h}$, то получим результирующую ЭДС E_r, а отсюда и полный ток ротора

$$\Theta = \Theta_r - \Theta'_A. \tag{178e}$$

Определив по этому способу соответственные значения U и Θ, мы можем построить зависимость напряжения сети U в функции от Θ для работающей вхолостую сети (фиг. 139b).

При представленной на фиг. 139b кривой $U(\Theta)$ результирующий полный ток равен

$$\Theta_r = \Theta'_A + \Theta. \tag{178f}$$

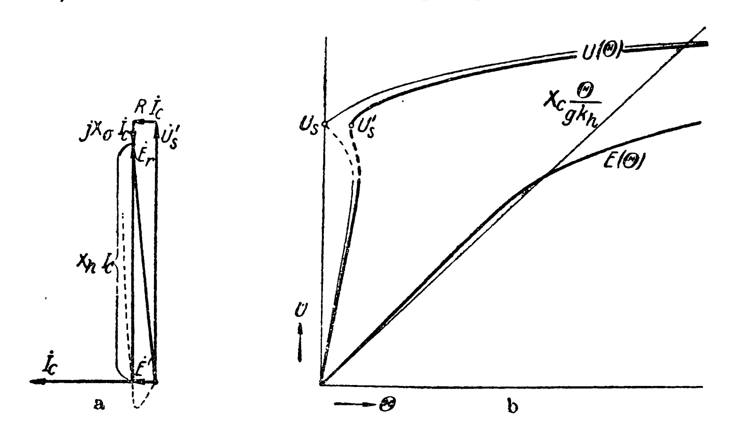
Так как Θ положителен, то E' указывает направление положительной оси обмотки ротора, и угол между током I_c и ЭДС E' равен ψ; здесь он равен $-\frac{\pi}{2}$. Диаграмма напряжений для этого случая еще раз повторена на фиг. 139c. При $U = U_s$ получается $\Theta = 0$. При еще меньшем напряжении получается

$$\Theta_r = \Theta'_A - \Theta. \tag{178g}$$

Естественно предположить, что полюсное колесо не изменило своего положения по сравнению с первым случаем, так что ψ все еще равно $-\frac{\pi}{2}$, но что E', а значит и Θ стали отрицательными (фиг. 139d). Но если смотреть на изучаемый здесь случай как на предельный случай $\lim R = 0$ машины с сопротивлением, то возникает изображенное на фиг. 139e представление, которое мы положим в основу дальнейшего исследования. Сообразно с ним положительная ось ротора опережает теперь ток $\dot{I}_c$ на $\frac{\pi}{2}$; следовательно, угол ψ равен теперь $+\frac{\pi}{2}$ и E', а, значит, и Θ положительны. Стало быть при переходе напряжения через U_s ротор должен внезапно повернуться на дугу одного полюсного деления. Следовательно, мы получаем расположенную под U_1 часть кривой $U(\Theta)$, повторив построение, указанное на фиг. 139, для отрицательных Θ (см. фиг. 214 и примечание на стр. 259) и отложив U над положительными Θ. На фиг. 140b тонкими линиями изображена вся кривая $U(\Theta)$. При отрицательном полном токе Θ параллель к прямой сопротивления пересекает характеристику холостого хода в двух точках, из которых верхняя неустойчива, а нижняя устойчива (см. исследование устойчивости в § D 7). На фиг. 140b неустойчивая часть показана пунктиром; следовательно, плавная регулировка напряжения, начиная от U_s вниз, невозможна.

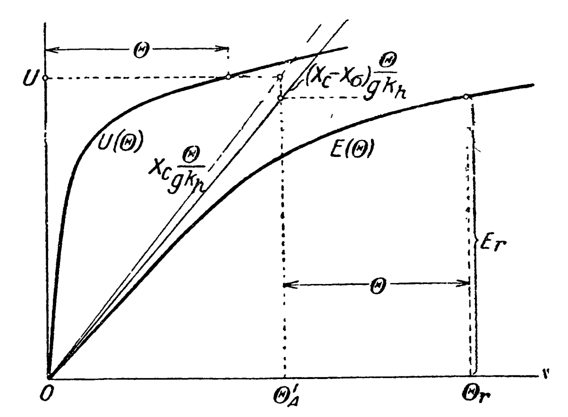
На фиг. 140a представлена в виде примера для напряжения на зажимах $U = U_s' = (X_h + X_\sigma) I_c$ диаграмма напряжения с учетом активного сопротивления. При этом предположено, что активное сопротивление $R = X_\sigma$. Тонкая пунктирная кривая изображает геометрическое место конца вектора фиктивной ЭДС полюсного колеса $\dot{E}'$. При этом мы получим жирно начерченную кривую $U(\Theta)$ на фиг. 140b;

неустойчивая область снова указана пунктиром. Теперь кривая $U(\Theta)$ уже не достигает оси ординат, которой она достигала в точке U_s при $R=0$, а приближается к ней только в точке U_s' (на минимальное расстояние). Следовательно, теперь генератор способен создавать напря-



Фиг. 140a и b. a) Диаграмма напряжений при $U=U'_s$ с учетом R и кривая геометрического места (пунктир) конца вектора $\dot{E}'$; b) $U(\Theta)$ с учетом активного сопротивления R (толстые линии) и при $R=0$ (тонкие линии).

жение без возбуждения ротора только в том случае, если он обладает достаточно большим остаточным магнетизмом. Как это видно из фиг. 140a,



Фиг. 141. $U(\Theta)$ при неизменном X_c, если прямая сопротивления не пересекает характеристики холостого хода.

этот остаточный магнетизм должен быть не меньше активного падения напряжения RU_s'/X_c для того, чтобы невозбужденный генератор мог поддерживать напряжение U_s'. Во всех практических случаях остаточный магнетизм должен быть еще несколько больше этой теоретически найденной минимальной величины, с точки зрения устойчивости работы

и вследствие потерь в железе, которые отчасти компенсируются электрически.

Если емкостное сопротивление сети настолько велико, что прямая сопротивления $(X_c - X_\sigma)\frac{\Theta}{gk_h}$ уже не пересекает характеристики холостого хода (фиг. 141), то машина сама не возбуждается и напряжение ее может регулироваться практически до нуля посредством изменения роторного возбуждения. На фиг. 141 показано определение соответственных пар величин U и Θ и нанесена кривая $U(\Theta)$, построенная для начерченной прямой сети. Активное сопротивление приравнено к нулю.

Для генерирования максимального емкостного реактивного тока $\dot{I}_{c\,max}$ [урав. (177a)] при номинальном напряжении машина должна работать без возбуждения ротора. Соответствующая этому реактивному току прямая сопротивления $(X_c - X_\sigma)\frac{\Theta}{gk_h}$ проходит через точку (Θ_r, E_r) на фиг. 136. Работа становится неустойчивой, когда прямая сопротивления касается характеристики холостого хода. Но при результирующей ЭДС $E_r = U_N - X_c I_{c\,max}$ характеристика обычно обладает незначительной кривизной (см. фиг. 136), а поэтому незначительный прирост числа оборотов генератора может повлечь за собою значительное увеличение напряжения сети сверх номинального напряжения, а незначительное уменьшение числа оборотов — исчезновение напряжения сети. При этом надо иметь в виду, что X_c пропорционально обратной величине числа оборотов (частоте), а X_σ — числу оборотов. По мере увеличения числа оборотов не только возрастают, таким образом, ординаты характеристики холостого хода, но и понижаются ординаты прямой сопротивления; обратное явление возникает при убывании числа оборотов. Поэтому для обеспечения устойчивости работы не следует нагружать максимально возможным емкостным реактивным током $\dot{I}_{c\,max}$ машину, которая питает только ненагруженную сеть.

Если мы будем иметь в виду самый неблагоприятный случай, а именно прямолинейную характеристику холостого хода,

$$E(\Theta) = c(\Theta) \tag{179a}$$

и обозначим через X_{c0} внешнее емкостное реактивное сопротивление, при котором прямая сопротивления $(X_c - X_\sigma)\frac{\Theta}{gk_h}$ совпадает с характеристикой холостого хода,

$$c\Theta = (X_{c0} - X_\sigma)\frac{\Theta}{gk_h}, \tag{179b}$$

то

$$X_{c0} = cgk_h + X_\sigma. \tag{179}$$

При номинальном напряжении U_N максимальный емкостный реактивный ток был бы равен

$$I_{c\,max} = \frac{U_N}{cgk_h + X_\sigma}, \tag{180}$$

но тогда, в виду предположенной прямолинейности характеристики, работа была бы как раз неустойчива.

Допустим теперь, что только при увеличении числа оборотов генератора в n раз допустимо нарушение устойчивой работы; в таком случае соответственное емкостное реактивное сопротивление сети X_c определяется уравнением

$$nc\Theta = \left(\frac{X_c}{n} - nX_\sigma\right)\frac{\Theta}{gk_h} \qquad (179'b)$$

и равно

$$X_c = n^2 (cgk_h + X_\sigma), \qquad (179')$$

а соответственный емкостный реактивный ток при номинальном числе оборотов и при номинальном напряжении оказывается равным

$$I_c = \frac{U_N}{X_c} = \frac{I_{c\,\max}}{n^2}. \qquad (180')$$

Таким образом, с точки зрения устойчивости работы, максимальный емкостный ток генератора, допустимый при номинальном числе оборотов и при номинальном напряжении, должен не вполне достигать при n-кратном числе оборотов значения по урав. (180′). Для полного тока ротора, необходимого при I_c, получается выражение

$$\Theta = \Theta_r - \Theta'_A = \frac{1}{c}\left(U_N - X_\sigma \frac{\Theta_A}{gk_h}\right) - \Theta'_A$$

и приняв во внимание урав. (179′) и (180′)

$$\Theta = (n^2 - 1)\left(1 + \frac{X_\sigma}{cgk_h}\right)\Theta'_A \qquad (181a)$$

или же

$$\Theta = \frac{n^2 - 1}{n^2}\,\frac{U_N}{c}. \qquad (181b)$$

Если, например, число оборотов может увеличиться в 1,1 раз, то по урав. (180′) максимальный емкостный реактивный ток не должен достигать $I_c = 0{,}83\, I_{c\,\max}$. Полный ток ротора должен быть по урав. (181b) взят при номинальном числе оборотов и номинальном напряжении, не меньшим, чем

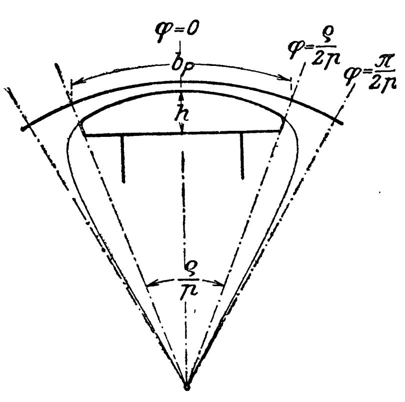
$$\Theta = 0{,}174\,\frac{U_N}{c}.$$

Средства предотвращения самовозбуждения таковы же, как и рассмотренные в конце предыдущего параграфа средства увеличения максимального емкостного реактивного тока, и заключаются в уменьшении величин X_h и X_σ, то-есть, в уменьшении реакции якоря и рассеяния якоря. С точки зрения сокращения ударного тока короткого замыкания увеличение длины воздушного промежутка является главнейшим средством предотвращения самовозбуждения, если только для этой цели не ввести особые индуктивности перед сетью.

D. Машина с явно выраженными полюсами.

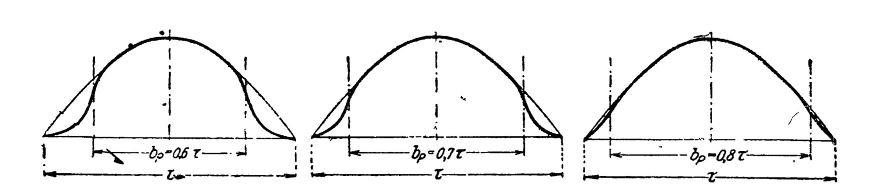
1. Характеристика холостого хода.

а. Форма полюсных наконечников. У синхронных машин стараются получить по возможности синусоидальную кривую поля, потому что в основном полезна только основная волна, высшие же гармоники влекут за собою добавочные потери и индуктируемые ими в якорной обмотке высшие гармоники ЭДС нежелательны. Мы уже видели в § II G 2b тома I, какую форму должен иметь полюсный наконечник, чтобы при холостом ходе и бесконечно большой проницаемости железа получилась синусоидальная кривая поля. Синхронная машина обычно выполняется с внутренней магнитной системой (см. том I, стр. 80). След поверхности полюсного наконечника в поперечном разрезе через машину проходит при этом, согласно урав. (231) тома I, от середины полюса ($\varphi = \gamma/p = 0$) до нейтральной зоны ($\varphi = \gamma/p = \pi/2p$), где он кончается у оси вала (фиг. 142). Для полюсных сердечников при этом вообще не оставалось бы места. Поэтому полюсный наконечник может занимать только часть (бо́льшую)



Фиг. 142. Форма полюсного наконечника для синусоидальной кривой поля в его области ($\mu = \infty$).

$$\frac{b_p}{\tau} = \frac{\rho}{\pi} \qquad (182a)$$



Фиг. 143 а — с. Синусоидальные кривые поля в области полюсного наконечника.

полюсного деления по урав. (231) тома I и должен обрываться вблизи нейтральной зоны (см. фиг. 142). Вследствие этого индукция в воздушном промежутке уменьшается при переходе в междуполюсное пространство, так что кривая поля получается синусоидальной только на протяжении полюсной дуги b_p (жирная сплошная кривая на фиг. 143 а — с). Но такое отклонение кривой поля от синусоиды не оказывает особого

влияния на основную волну. Согласно уравн. (7b) тома I амплитуда основной волны равна

$$B_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(\gamma) \cos\gamma d\gamma, \tag{182b}$$

если $\gamma = p\varphi$ и если кривая поля выражается через $f(\gamma\tau/\pi) = f(x)$. Близко расположенные к нейтральной зоне части прибавляют лишь немного к основной волне. В § d мы найдем отклонение амплитуды B_1 от индукции в воздушном промежутке B_L и увидим, что оно главным образом зависит от угла ρ.

Угол ρ преимущественно определяется допустимою высотою полюсного наконечника h (фиг. 142). Считаясь с этой высотою, нужно для ρ брать тем меньшую величину, чем меньше число полюсов и чем меньше диаметр расточки якоря; угол этот лежит обычно в пределах

$$50° \leqslant \rho° \leqslant 72°, \tag{183a}$$

так что отношение полюсной дуги b_P к полюсному делению τ лежит в пределах

$$0{,}55 \leqslant \frac{b_P}{\tau} \leqslant 0{,}8. \tag{183b}$$

Фиг. 144. Радиальная длина воздушного промежутка δ'_x при гладком якоре.

Чтобы, пренебрегая влиянием проницаемости железа, получить в пределах полюсной дуги синусоидальную кривую поля, нам нет надобности обращаться к несколько сложному уравн. (231) тома I; мы можем вычислить радиальную длину воздушного промежутка в месте x по окружности якоря (фиг. 144), удаленном на дугу x от середины полюса, при гладком якоре по формуле

$$\delta'_x = \frac{\delta_0}{\cos\frac{\pi}{\tau}x}, \tag{184a}$$

где δ_0 означает длину воздушного промежутка под серединою полюса. В таблице 9 сопоставлены вычисленные по уравн. (184a) длины воздушного промежутка для различных углов $\gamma = \frac{\pi}{\tau}x = p\varphi$ с длинами его, найденными по точной формуле уравн. (231) тома I — для шестиполюсной машины с $\delta_0/\tau = 0{,}015$. В пределах практически встречающихся полюсных углов, отклонения столь незначительны, что излишне было бы определять форму полюсного наконечника по сложному уравнению (231).

Для зубчатого якоря мы должны, согласно § II G 2 c тома I, заменить зубчатую поверхность гладкой. Последняя приближенно получается, согласно сказанному на стр. 182 тома I, в виде концентричной с действительным отверстием расточки цилиндрической поверхности, отстоящей от середины поверхности полюсного наконечника на

Таблица 9.

Сравнение длины воздушного промежутка, вычисленной по уравн. (231) тома I при синусоидальной кривой поля и отнесенной к полюсному делению δ'_x/τ с получающейся по уравн. (184a); $p = 3$, $\delta_0/\tau = 0{,}015$.

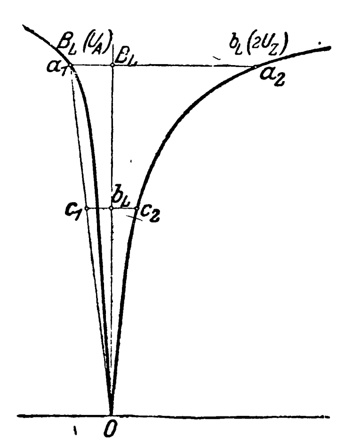
$\gamma = p\varphi$	0°	50°	65°	70°	72°	75°	80°	90°
Ур. (231) тома I	0,0150	0,0232	0,0351	0,0431	0,0476	0,0564	0,0823	1
Ур. (184a)	0,0150	0,0233	0,0355	0,0438	0,0485	0,0580	0,0864	∞

величину $\delta_0 = k_c\delta$ и радиус которой превышает действительный радиус расточки на

$$\delta_0 - \delta = (k_C - 1)\,\delta. \tag{184b}$$

Величина δ есть действительная длина воздушного промежутка под серединой полюса, k_C — соответствующий коэфициент Картера. Чтобы получить радиальный размер длины воздушного промежутка δ_x от поверхности полюсного наконечника до действительной поверхности расточки, надо от величины δ'_x, рассчитанной по уравнению (184a), отнять еще величину $(k_C - 1)\,\delta$ и тогда получаем

$$\delta_x = \delta'_x - (k_C - 1)\,\delta. \tag{184c}$$



Фиг. 145. К нахождению синусоидальных кривых поля в области полюсной дуги с учетом нагруженности железа.

Нетрудно определить такую форму полюсного наконечника, которая, при учете влияния нагруженностей сердечника якоря и зубцов, дала бы при холостом ходе синусоидальную кривую поля в области полюсного наконечника. Известным нам способом мы рассчитываем кривые $b_L\,(2U_Z)$ и $B_L\,(U_A)$ для якоря и строим их в прямоугольной системе координат — первую над положительною осью абсцисс, вторую — над отрицательною (см. фиг. 145). Для некоторого принятого значения B_L индукции в воздушном промежутке имеем

$$U_R = U_A + 2U_Z + 2U_L, \tag{185a}$$

где U_L следует рассчитывать по длине воздушного промежутка $\delta_0 = k_C\delta$ под серединой полюса, а сумма $U_A + 2U_Z$ может быть непосредственно взята из фиг. 145 (отрезок $a_1 - a_2$). В месте x на окружности якоря при синусоидальной кривой поля мы должны иметь

$$b_L = B_L \cos\frac{\pi}{\tau}x. \tag{185b}$$

Из кривой $b_L(2U_Z)$ мы берем при этой индукции в воздушном промежутке величину $2U_{Zx}$ (точка c_2), а из прямой $O-a_1$ на фиг. 145 (см. § В 3 b и c) напряжение тела якоря U_{Ax} (точка c_1), которое играет определяющую роль для места x окружности якоря при индукции в воздушном промежутке $B_L \approx B_1$. Поверхности полюсных наконечников мы можем считать поверхностями уровня; тогда магнитное напряжение U_R между соседними полюсными наконечниками неизменно [уравн. (185a)]. Следовательно, чтобы получилась предположенная синусоидальная кривая поля, магнитное напряжение в воздушном промежутке должно равняться

$$2U_{Lx} = U_R - (U_{Ax} + 2U_{Zx}). \tag{185}$$

Величину $U_{Ax} + 2U_{Zx}$ можно непосредственно получить из фиг. 145 для каждой индукции b_L, соответствующей принятому x по уравн. (185b) (отрезок $c_1 - c_2$). Радиальная длина воздушного промежутка в месте x окружности якоря оказывается тогда равною при гладком якоре

$$\delta'_x = \frac{U_R - (U_{Ax} + 2U_{Zx})}{2U_L} \frac{B_L}{b_L} \delta_0 = \frac{U_R - (U_{Ax} + 2U_{Zx})}{2U_L} \frac{\delta_0}{\cos \frac{\pi}{\tau} x} \tag{186a}$$

и отсюда при зубчатом якоре с $\delta_0 = k_C \delta$ для нее получается

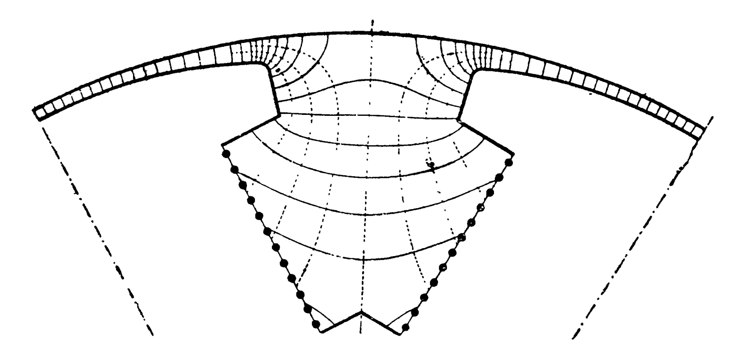
$$\delta_x \approx \delta'_x - (k_C - 1)\,\delta. \tag{186b}$$

В отношении четырех- и шестиполюсных машин, в виду относительной малости полюсного угла $b_p/\tau = 0{,}55$ при $p = 2$ и $b_p/\tau = 0{,}65$ при $p = 3$ представляется сомнительной необходимость выбора формы полюсного наконечника, дающего приблизительно синусоидальную кривую поля в пределах этой дуги, вместо полюсного наконечника, дающего приблизительно постоянную длину воздушного промежутка вдоль полюсной дуги, если принять во внимание, что амплитуда основной волны кривой поля в этом последнем случае несколько больше, чем в первом (см. § d). И действительно, у небольших машин полюсные наконечники выполняются для постоянной длины воздушного промежутка вдоль полюсной дуги. Но на рассмотренном в отделе М примере расчета мы убедимся, что в случае холостого хода и бесконечно большой проницаемости железа при нагрузке с тою же амплитудою индукции основной волны и с тем же максимальным значением кривой поля полюсные наконечники при постоянной вдоль полюсной дуги длине воздушного промежутка требуют большего полного тока ротора, чем полюсные наконечники, дающие синусоидальную кривую поля в области полюсного наконечника. Поэтому в общем заслуживают предпочтения те полюсные наконечники, при которых воздушный промежуток расширяется начиная от середины полюса по направлению к концам. При этом не требуется, чтобы кривая поля при холостом ходе была в области полюсного наконечника вполне синусоидальна. Поэтому для большей простоты изготовления можно также заменить дугами окружности след полюсного наконечника в нормальном к валу сечении. В дальнейшем, когда мы в этой книге будем рассматривать

полюсные наконечники, при которых воздушный промежуток — увеличивается от середины полюса к его концам, мы будем иметь в виду такие полюсные наконечники, которые дают синусоидальную кривую поля в области полюсного наконечника при холостом ходе и бесконечно большой проницаемости железа, т. е. имеют форму, вытекающую из уравн. (184а и с).

b. Поле в междуполюсном пространстве. Определение поля в междуполюсном пространстве необходимо для нахождения потока рассеяния ротора и кривой поля.

Чтобы найти поток рассеяния, надо принять в расчет точную форму полюсных накоплений в междуполюсном пространстве. В виде примера, на фиг. 146 представлена для шестиполюсной машины картина поля, построенная согласно сказанному в § II G 4а тома I. Единичные



Фиг. 146. Силовые (———) и эквипотенциальные (— — — —) линии в междуполюсном пространстве при холостом ходе. 4-кратное подразделение единичных трубок.

трубки (см. том I, § 1 В 5) подразделены в междуполюсном пространстве на четыре части ($n=4$). Вычисление по картине поля производится согласно указаниям, приведенным в § II G 4 b тома I. По уравн. (265) и (266) тома I для потока рассеяния получается:

$$\Phi_S = \Pi_0 \, (m_K l_{iK} + m_P l_P) \, U_P. \tag{187}$$

Здесь m_K означает число единичных трубок, выходящих из полюсного сердечника (на фиг. 146 $m_K/2 \approx {}^3/_4$), m_P — число единичных трубок, выходящих из полюсного наконечника (на фиг. 146 $m_P/2 \approx {}^4/_4$), l_{iK} — теоретическую длину полюсного сердечника в направлении вала, которую по уравн. (265а) тома I можно положить приблизительно равною полупериметру сечения полюсного сердечника, l_P — длину полюсного наконечника в направлении вала и U_P — магнитное напряжение между полюсными наконечниками, которое при холостом ходе равно $U_R = 2U_L + 2U_Z + U_A$. Для получения чисел m_K и m_P достаточно построить картину поля на-глаз, что требует малой затраты времени.

Для нахождения кривой поля в пределах междуполюсного пространства, нужно располагать более точною картиною поля, вычисление

которой более кропотливо (§ I G 2 a тома I). Знать это поле необходимо, как мы увидим, для того, чтобы найти кривую поля вдоль одного полюсного деления, а отсюда — отдельные гармоники кривой поля при холостом ходе и нагрузке. В то время, как при определении потока рассеяния надо считаться с точною формою полюсных наконечников и полюсных сердечников, на нормальную составляющую индукции у поверхности якоря форма эта оказывает ничтожное влияние. Поэтому нам нет надобности в каждом отдельном случае особо находить кривую поля в междуполюсном пространстве: можно эти кривые построить раз навсегда для определенных, идеализированных устройств.

Рассмотрим сперва тот случай, когда *воздушный промежуток вдоль дуги полюсного наконечника не изменяется*. Для этого мы уже располагаем строго математическим решением [Л 33], если считать бесконечно большими диаметр якоря, высоту полюсного наконечника (h на фиг. 142) и проницаемость железа (фиг. 147). Поле в междуполюсном пространстве определяется тогда в однозначной форме отношением длины воздушного промежутка к ширине междуполюсного пространства:

$$P_0 = \frac{\delta_0}{\tau - b_P} \qquad (188a)$$

Фиг. 147. Междуполюсное пространство с острыми краями полюсов.

и индукцию у окружности якоря можно вычислить, например, по уравн. (103) и (104) работы *Фрея* [Л 33]. Вместо длины воздушного промежутка δ_0 под серединою полюса мы можем также подставить его длину δ'_K у края полюса, так как здесь, согласно нашим предпосылкам, $\delta'_K = \delta_0$. Благодаря этому наша трактовка проблемы, как мы еще увидим ниже, приобретает более общее значение. δ_0 и δ'_K нужно привести к цилиндрической поверхности, которая заменяет собою зубчатую поверхность якоря (см. § C). При гладком якоре δ'_K равно δ_K, истинной длине воздушного промежутка у края полюса [уравн. (184c), $k_C = 1$]. В таблице 10 содержатся величины отношения

$$Y = \frac{b_{L'}}{B_{L\infty}} \qquad (189a)$$

индукции b_L в месте x окружности якоря, которое мы здесь отсчитываем от середины *междуполюсного пространства*, к индукции в воздушном промежутке $B_{L\infty}$ под серединою полюсного наконечника, которая возникла бы при бесконечно большой проницаемости железа, для различных параметров

$$P = \frac{\delta'_K}{\tau - b_P} \qquad (188b)$$

и абсцисс

$$X = \frac{2x}{\tau - b_P}.$$

Таблица 10.

К вычислению поля полюсного колеса в междуполюсном пространстве.

Отношение $Y = b_L/B_{L\infty}$ между индукцией в воздушном промежутке и индукцией по середине полюса при бесконечно большой проницаемости железа для различных $X = 2x/(\tau - b_P)$ (расстояние от середины междуполюсного пространства по отношению к его полуширине) и $P = \delta'_K/(\tau - b_P)$ (длина воздушного промежутка у края полюса при гладком якоре по отношению к ширине междуполюсного пространства). Острые края полюсов (фиг. 147). Ср. фиг. 148.

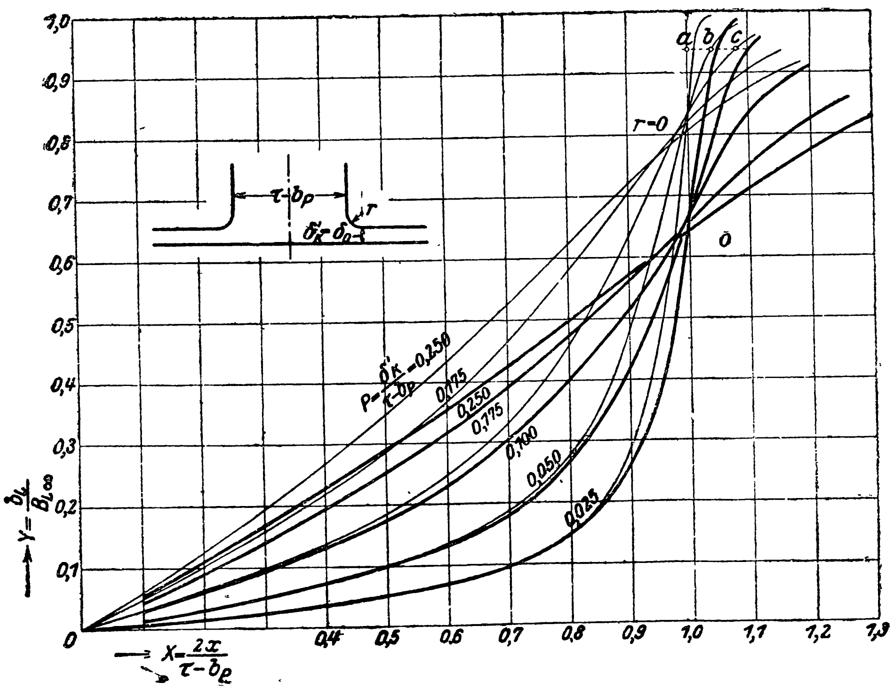
$P = 0{,}025$		$P = 0{,}050$		$P = 0{,}100$		$P = 0{,}175$		$P = 0{,}250$	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,272	0,0227	0,297	0,0497	0,130	0,0400	0,280	0,1438	0,376	0,2500
0,509	0,0511	0,418	0,0760	0,446	0,1580	0,436	0,2389	0,527	0,3685
0,706	0,0944	0,601	0,1344	0,636	0,2748	0,559	0,3308	0,662	0,4881
0,846	0,1939	0,754	0,2305	0,730	0,3652	0,709	0,4732	0,791	0,6124
0,915	0,3300	0,828	0,3197	0,766	0,4100	0,868	0,6624	0,881	0,6997
0,954	0,4981	0,906	0,4924	0,858	0,5538	0,927	0,7360	0,926	0,7416
0,983	0,7062	0,966	0,7037	0,930	0,6930	0,992	0,8105	0,977	0,7861
1,000	0,8329	1,000	0,8315	0,998	0,8260	1,034	0,8522	1,038	0,8337
1,014	0,9089	1,026	0,9081	1,052	0,9052	1,088	0,8973	1,117	0,8849
1,026	0,9534	1,052	0,9528	1,102	0,9514	1,177	0,9474	1,257	0,9412
1,063	0,9950	1,126	0,9950	1,252	0,9948	1,439	0,9943	1,621	0,9937

На фиг. 148 тонкие сплошные кривые выражают отношение индукций

$$Y = \frac{b_L}{B_{L\infty}} = f(X)$$

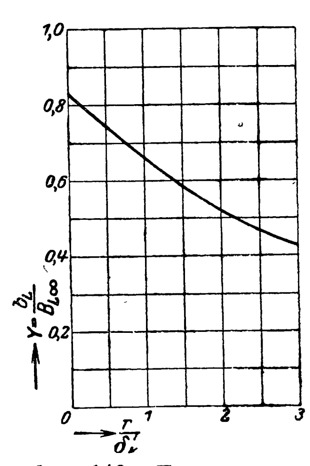
для указанных возле этих кривых параметров. Абсциссе $X = 0$ соответствует середина междуполюсного пространства, абсциссе $X = 1$ — край полюса. При этой абсциссе все кривые для $P \leq 0{,}1$ проходят через одну и ту же точку $Y \approx 0{,}83$; для практически заслуживающих внимания $P > 0{,}1$ они отклоняются вниз не больше, чем на $3{,}5\%$. Когда длина воздушного промежутка δ'_K — как это всегда бывает на практике — мала по сравнению с шириною междуполюсного пространства, то на границе полюсного наконечника отношение Y почти одинаково при любой длине δ'_K. Это относится также к тем местам окружности якоря, которые расположены на расстояниях от границы полюсного наконечника по направлению к середине полюса, равных одинаковым кратным числам величины δ'_K.

Поэтому в пределах от границы полюсного наконечника до его середины относящиеся к тому же Y расстояния от границы полюсного наконечника относятся между собою так же, как указанные возле кривых параметры, то-есть, например, на фиг. 148 вверху справа $ac/ab = 0{,}10/0{,}05 = 2$.



Фиг. 148. Кривые поля в междуполюсном пространстве, ——— острые края полюсов ($r = 0$), ——— закругление краев полюса радиусом $r = \delta' K$.

В действительности край полюса не заострен, а закруглен. Для этого случая мы нашли кривые поля в междуполюсном пространстве по картинам поля, составленным согласно сказанному в § II G 2 тома I и вычисленным по уравн. (224a) или (224b). Жирно вычерченные кривые на фиг. 148 изображают полученное по этим картинам поля отношение индукций Y при радиусе закругления $r = \delta'_K = \delta_0$ и при тех же параметрах, при которых действительны тонкие сплошные кривые. Если отношение индукций при закругленных краях полюсов известно для абсциссы 1, то остальную часть кривой легко определить приближенно по кривой, соответствующей острым краям полюсов. Для этой цели на фиг. 149 представлено отношение индукций Y при абсциссе $X = 1$, полученное по картинам поля, как функция от радиуса закругления, отнесенного к ширине воздушного промежутка. При этом предположено, что $P \leq 0,1$. Для остальных практически встречающихся случаев отношение индукций на несколько процентов меньше.



Фиг. 149. Поле у края полюса ($X = 1$) в функции от закругления (см. фиг. 148 вверху слева).

Кривизна поверхности якоря не оказывает заметного влияния на кривую поля

в междуполюсном пространстве; влияние высоты полюсного наконечника тоже ничтожно мало. Картина поля, составленная для шестиполюсной машины с $r=\delta'_K=\delta_0$ и $P=0{,}05$ дала практически ту же кривую поля в междуполюсном пространстве, как при бесконечно большом диаметре якоря и бесконечно высоких полюсных наконечниках.

Не имеет также заметного влияния на поле в междуполюсном пространстве к о н е ч н а я п р о н и ц а е м о с т ь якорного железа, потому что пути через воздух велики по сравнению с путями через железо, а зубцы здесь магнитно нагружены в слабой степени. Истинная индукция под серединою полюса в воздушном промежутке равна, однако, в этом случае не $B_{L\infty}$, а

$$B_L=\frac{2U_L}{U_P}B_{L\infty}. \qquad (190)$$

Это следует принимать во внимание, пользуясь кривыми фиг. 148, таблицею 10 и фиг. 149, ординаты которых надо умножить на

$$B_{L\infty}=\frac{\Pi_0 U_P}{2\delta_0}=\frac{U_P}{2U_L}B_L, \qquad (190a)$$

чтобы получать b_L. Магнитное напряжение вдоль пути в роторе не имеет влияния на форму кривой поля, если мы принимаем поверхность полюсного наконечника за эквипотенциальную поверхность.

В большинстве случаев д л и н а в о з д у ш н о г о п р о м е ж у т к а в д о л ь п о л ю с н о й д у г и н е п о с т о я н н а; она увеличивается, начиная от середины полюса, по направлению к его концам. Мы можем и для этих случаев с достаточной точностью пользоваться кривыми фиг. 148 и 149, а также таблицею 10, если для δ'_K подставим длину воздушного промежутка на расстоянии r от края полюса (фиг. 150). Ординаты кривых надо умножать на

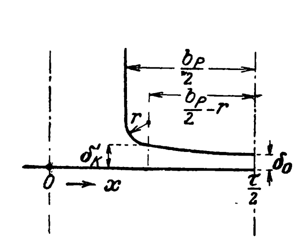
$$B_{L\infty}=\frac{\Pi_0 U_P}{2\delta'_K}=\frac{\delta_0}{\delta'_K}\,\frac{U_P}{2U_L}B_L, \qquad (191a)$$

чтобы получать b_L.

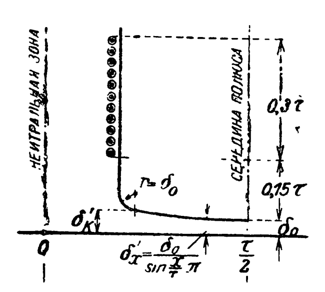
Для построения кривой поля $b_{L'}$ в междуполюсном пространстве вычисляют сперва параметр P [уравн. (188b)] и для него берут из фиг. 148 или из таблицы 10 посредством интерполяции кривую $Y=f(X)$ (тонкие сплошные кривые на фиг. 148). Пользуясь отношением r/δ'_K, берут из фиг. 149 величину Y у края полюса ($X=1$) и вычерчивают кривую (толстая сплошная линия на фиг. 148), постепенно приближающуюся к кривой для $r=0$ (тонкая сплошная линия на фиг. 148). Умножая ординаты на $B_{L\infty}$ по уравн. (191a), получают для кривой поля в междуполюсном пространстве величину b_L, а умножая абсциссы X этой кривой на $(\tau-b_P)/\tau$, величину $b_L\left(\frac{2x}{\tau}\right)$. Для полюсного наконечника, рассчитанного на синусоидальную кривую поля при бесконечно большой проницаемости, получается по уравн. (184a)

$$\delta'_K=\frac{\delta_0}{\left(\sin\frac{\tau-b_P}{2}+r\right)\frac{\pi}{\tau}}. \qquad (191b)$$

Особое значение имеет полюсный наконечник, рассчитанный на приблизительно синусоидальную кривую поля в области полюсной дуги. Мы поэтому рассмотрим еще особо для этого случая кривую поля, получающуюся из картин поля. При этом мы предполагаем, что число полюсов и диаметр якоря бесконечно велики; высота полюсного наконечника пусть будет равна 0,15τ, обмотанная высота полюсного сердечника — 0,3τ и радиус закругления на концах полюса пусть будет равен длине воздушного промежутка δ_0 под серединою полюса (фиг. 151). Отношение δ_0/τ обычно близко к 0,015. Для этого отношения составлены, согласно сказанному в § II G 2a тома I, кар-



Фиг. 150. Обозначения при полюсных наконечниках с неравномерным воздушным промежутком.



Фиг. 151. Форма полюса, для которой рассчитаны кривые на фиг. 152 и 153.

тины поля для различных значений b_p/τ. Вычисление картины поля произведено было по урав. (224a) и (224b):

$$b_L \approx \frac{\Pi_0 U_P}{2n\alpha_n} \approx \frac{\Pi_0 U_P}{2n\delta_n} = \frac{U_P}{2\delta_0}\Pi_0\frac{\delta_0}{n\delta_n}, \qquad (192a)$$

где U_p означает магнитное напряжение между краями смежных полюсных наконечников; при холостом ходе $U_p = U_R$ и при бесконечно большой проницаемости в железе $U_R = 2U_L$. В таблице 11 содержатся полученные значения

$$\Pi_F = b_L\frac{2\delta_0}{U_P} = 1{,}257\,\frac{\delta_0}{n\delta_n} \qquad \text{G}\cdot\text{cm/A} \qquad (192)$$

для $b_p/\tau = 0{,}55 — 0{,}80$ и для различных $2x/\tau$. На фиг. 152 эти значения отложены в виде функций от $2x/\tau$. Π_F означает фиктивную проницаемость, которая должна была бы действовать в воздушном промежутке с неизменной длиною δ_0 вдоль окружности якоря, чтобы получилась та же кривая поля, как при изменяющейся длине воздушного промежутка и неизменной проницаемости Π_0. Умножая фиктивную проницаемость Π_F в $\text{G}\cdot\text{cm/A} = 10^{-8}\,\text{H/cm}$ на напряжение U_P в A между краями смежных полюсных наконечников и деля ее на двухкратную длину воздушного промежутка $2\delta_0$ в cm, мы получаем непосредственно индукцию b_L в гауссах. Если полюсный наконечник рассчитан на синусои-

дальную кривую поля при бесконечно большой проницаемости и если мы пренебрегаем магнитным напряжением вдоль якорного железа, то все кривые переходят в показанную пунктиром на фиг. 152 синусоиду с амплитудой

$$B_{L\infty}\frac{2\delta_0}{U_P}=\frac{B_{L\infty}}{U_L}\delta_0=1{,}257\ \text{G}\cdot\text{cm/A}, \qquad (192b)$$

в противном случае кривые действительны приблизительно лишь до краев полюса, обозначенных на фиг. 152 черточками и точками.

Таблица 11.

Поле полюсного колеса в междуполюсном пространстве при полюсных наконечниках по урав. (184а).

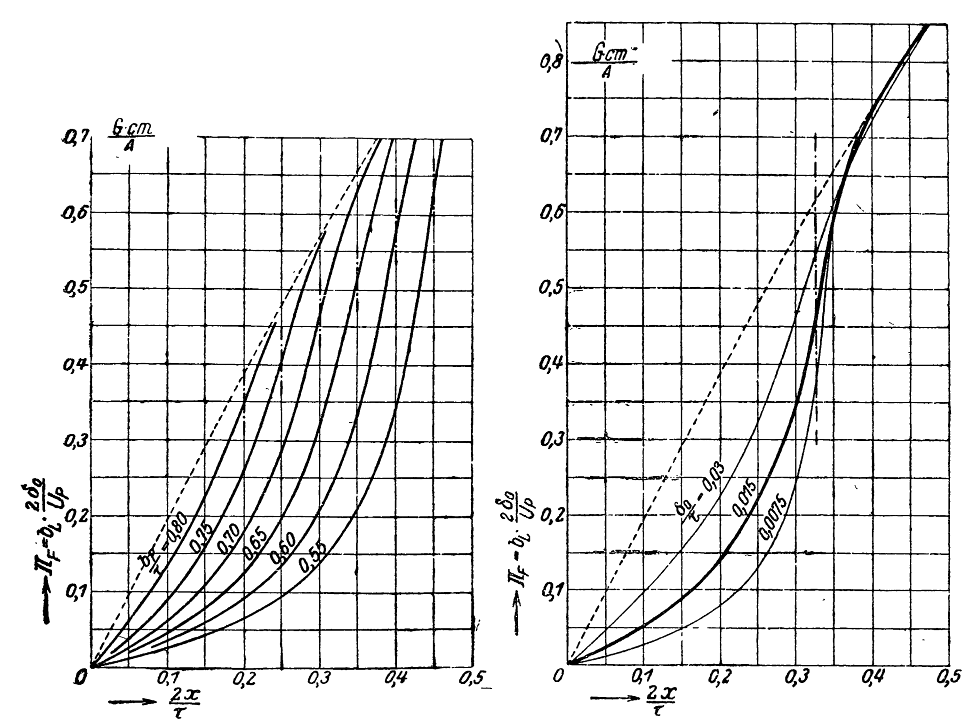
$\Pi_F = b_L\cdot 2\delta_0/U_P$ в G · cm/A при различных $2x/\tau$ (расстояние от середины междуполюсного пространства, отнесенное к половине полюсного деления) и b_P/τ (ширина полюсной дуги, отнесенная к полюсному делению) $\delta_0/\tau = 0{,}015$, $r=\delta_0$ (см. фиг. 152).

$\frac{2x}{\tau}$	$b_P/\tau =$					
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80
0	0	0	0	0	0	0
0,04	0,009	0,013	0,017	0,021	0,030	0,050
0,08	0,020	0,026	0,035	0,046	0,066	0,104
0,12	0,033	0,044	0,058	0,080	0,116	0,170
0,16	0,046	0,066	0,088	0,123	0,178	0,252
0,20	0,065	0,093	0,127	0,180	0,260	0,352
0,24	0,088	0,126	0,180	0 262	0,374	0,456
0,28	0,1[illegible]0	0,176	0,264	0,388	0,510	0,536
0,32	0,164	0,252	0,394	0,550	0,606	0,606
0,36	0,228	0,372	0,574	0,658	0,676	0,676
0,40	0,344	0,582	0,714	0,740	0,742	0,742
0,42	0,440	0,678	—	—	—	—
0,44	0,566	—	—	—	—	—
0,46	0,696	—	—	—	—	—

Кроме отношения полюсной дуги к полюсному делению b_P/τ при полюсном наконечнике, рассчитанном по урав. (184а), имеет также влияние на кривую поля в междуполюсном пространстве длина воздушного промежутка δ_0, потому что δ'_K у края полюса зависит от δ_0 посредине полюса. Это влияние представлено на фиг. 153, где показаны при отношении $b_P/\tau = 2/3$ кривые поля для $\delta_0/\tau = 0{,}015$ (толстые сплошные) и для $\delta_0/\tau = 0{,}0075$ и $0{,}03$ (тонкие сплошные).

Прочие влияния, оказываемые на кривую поля в междуполюсном пространстве, незначительны. Так, например, вычисление картины поля фиг. 146 (шестиполюсная машина) не показало заметного откло-

нения кривой поля в междуполюсном пространстве от той кривой поля, которая получается при идеализированной форме полюса по фиг. 151; даже у четырехполюсной машины при истинной форме полюсного наконечника и полюсного сердечника получились ничтожно малые отклонения.



Фиг. 152. Кривые поля в междуполюсном пространстве при полюсах согласно фиг. 151 и урав. (184а); $\delta_0/\tau = 0{,}015$, $r = \delta_0$

Фиг. 153. Условия, как на фиг. 152, но δ_0/τ равно 0,0075, 0,015 и 0,03, $b_P/\tau = {}^2/_3$.

Чтобы сравнить кривые фиг. 148 с кривыми фиг. 152 и 153, нужно принять во внимание, что кривые на фиг. 148 отнесены к длине воздушного промежутка δ'_K у края полюса, которая равна при полюсном наконечнике, рассчитанном на синусоидальную кривую поля при бесконечно большой проницаемости

$$\delta'_K = \frac{\delta_0}{\cos\frac{\pi}{\tau}\left(\frac{b_P}{2} - r\right)} \tag{193a}$$

[см. урав. (184а) и рис. 151]; что радиус закругления при кривых фиг. 152 и жирной сплошной кривой фиг. 153 равен

$$r = \delta_0 = \delta'_K\left[\cos\frac{\pi}{\tau}\left(\frac{b_P}{2} - \delta_0\right)\right], \tag{193b}$$

а при тонких сплошных кривых фиг. 153 вдвое меньше или больше, и что, наконец,

$$Y = \frac{b_L}{B_{L\infty}} = \frac{b_L}{\Pi_0} \cdot \frac{2\delta_0}{U_P} = \frac{\Pi_F}{\Pi_0}. \tag{193}$$

Сопоставление индукций у края полюса по кривым фиг. 152, действительным при тех наконечниках, которые рассчитаны на синусоидальные кривые поля, с индукциями по фиг. 149, получающимися у края полюса при неизменной вдоль полюсной дуги длине воздушного промежутка, показывает, что первые больше вторых на 1,3 — 3,2%, в среднем приблизительно на 2,2%, что объясняется уменьшением воздушного промежутка по направлению к середине полюса. Незначительные расхождения между ними показывают далее, что кривые поля, получающиеся из картин поля, можно считать очень точными, поскольку чертеж исполнен тщательно.

с. Кривая поля. Чтобы найти кривую поля при определенной форме полюсного наконечника, которая может быть и несимметричной по отношению к середине полюса, следует исходить из индукции B_L в воздушном промежутке под серединою полюса. Для показанного жирными линиями на фиг. 154 пути полный ток равен

$$\Theta = U_R + U_F, \tag{194}$$

где

$$U_R = 2U_L + 2U_Z + U_A \quad \text{и} \quad U_F = 2U_K + U_I \qquad \text{(194a и b)}$$

Для определения индукций в воздушном промежутке b_L на расстоянии x от середины полюса мы изменяем путь интегрирования, вдоль которого нам надо составить магнитное напряжение обхода, таким образом, чтобы он проходит сквозь воздушный промежуток под одним из полюсов на расстоянии x от середины полюса, как это показано пунктиром на фиг. 154. Считая, что поверхность полюсного наконечника является эквипотенциальною поверхностью, мы получаем тогда

$$\Theta = U_F + \frac{1}{2} U_R + U_{Lx} + U_{Zx} + \frac{1}{2} U_{Ax} \qquad \text{(195a)}$$

или, в связи с урав. (194)

$$U_R = 2U_{Lx} + 2U_{Zx} + U_{Ax}, \tag{195}$$

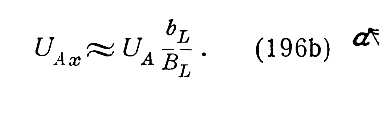
где U_{Lx} означает магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка, U_{Zx} — магнитное напряжение вдоль зубцов в месте x окружности и U_{Ax} — магнитное напряжение вдоль тела якоря, начиная от места x под одним полюсом до места $\tau + x$ под другим полюсом (см. фиг. 154).

Для U_{Lx} мы можем написать

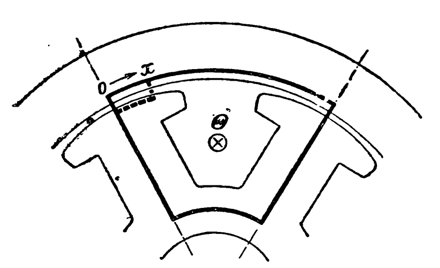
$$U_{Lx} = \frac{\delta'_x}{\delta_0} \frac{b_L}{B_L} U_L, \qquad \text{(196a)}$$

где δ'_x/δ_0 означает отношение длин воздушного промежутка в местах x и 0 на окружности якоря, измеренных радиально от поверхности по-

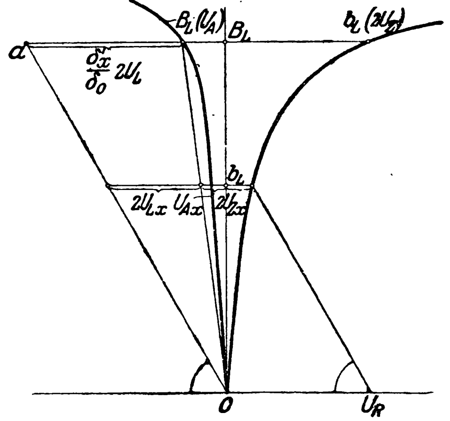
люсного наконечника до той гладкой цилиндрической поверхности, которая заменяет собою, сообразно с коэфициентом Картера посредине полюса ($x = 0$), зубчатую поверхность якоря. Величину $b_L(2U_{Zx}) = b_L(2U_Z)$ мы можем вычислить по известному нам способу (§ II G 3 тома I). U_{Ax} убывает от U_A при $x = 0$ до 0 при $x = \pm\tau/2$ и при том тем скорее в пределах полюсного наконечника, чем скорее убывает индукция. По § В 3 мы можем здесь с достаточным приближением положить



$$U_{Ax} \approx U_A \frac{b_L}{B_L}. \qquad (196b)$$



Фиг. 154. К определению кривой поля при холостом ходе.



Фиг. 155. К определению кривой поля в области полюсного наконечника.

U_A мы вычисляем согласно сказанному в § В 2, причем можем с достаточной точностью выбрать поток по принятой нами индукции B_L, приняв во внимание исследования § d.

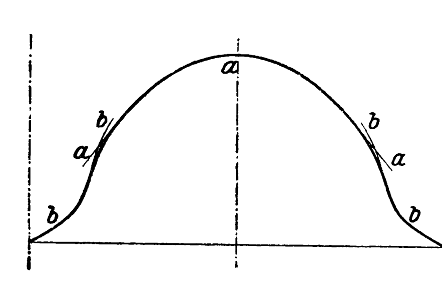
Для определения b_L мы откладываем в прямоугольной системе координат (фиг. 155) значения $b_L(2U_Z)$ над положительными абсциссами и значения $B_L(U_A)$ над отрицательными абсциссами.

На проведенной через B_L параллели к оси абсцисс мы откладываем от точки пересечения с кривою $B_L(U_A)$ величину $\frac{\delta'_x}{\delta_0} 2U_L$ в направлении отрицательных абсцисс до точки a. Если мы затем проведем через точку U_R на оси абсцисс параллель к $\overline{Oa}$, то точка ее пересечения с кривою $b_L(2U_Z)$ дает, как непосредственно явствует из фиг. 155 и урав. (195), индукцию b_L в месте x на окружности якоря.

Повторив это построение для различных мест x на окружности якоря, причем для каждого x нужно провести на фиг. 155 прямую $\overline{Oa}$, соответствующую той радиальной длине воздушного промежутка δ'_x, которою это место характеризуется, мы получаем на фиг. 156 сплошную кривую a, отчасти тонкую, которая вблизи концов полюсного наконечника указывает немного чрезмерные индукции, ибо там линии индукции уже проходят не радиально через воздушный промежуток, а раздви-

гаются в сторону междуполюсного пространства (см. фиг. 146). Приближенно мы могли бы учесть и это влияние подстановкою большего δ'_x вблизи концов полюсного наконечника.

В междуполюсном пространстве можно считать проницаемость железа бесконечно большою и определить кривую поля в этой части окружности якоря по картине поля. Эти кривые мы уже нашли в § b для практически заслуживающих внимания случаев и можем им воспользоваться здесь. Так мы получаем, например, отчасти тонкие участки кривой на фиг. 156, которые дают слишком большие индукции вблизи полюсного наконечника, где уже нельзя пренебрегать магнитным напряжением вдоль якорного железа. Считаясь с этим обстоятельством, мы получаем, наконец, на фиг. 156 жирную кривую поля для предположенной нами индукции в воздушном промежутке B_L посредине полюса. На основании получившейся этим путем кривой поля можно посредством планиметрирования точнее определить поток Φ, которым мы приближенно задались для вычисления магнитного напряжения U_A по индукции B_L, и в случае надобности уточнить U_A. Подобным же образом можно найти основную волну B_1 и ее поток Φ_1, на основании которого вычисляется индуктированная ЭДС.



Фиг. 156. Кривая поля при холостом ходе.

d. Амплитуда основной волны и теоретическая полюсная дуга. По кривым поля, полученным согласно §§ b и c, мы можем определить отношение

$$\alpha = \frac{b_i}{\tau} \tag{197a}$$

между теоретической полюсной дугой и полюсным делением, а также отношение

$$\beta = \frac{B_1}{B_L} \tag{197b}$$

между амплитудою основной волны и индукцией в воздушном промежутке под серединою полюса. По урав. (228a) тома I имеем

$$b_i = \frac{\Phi}{l_i B_L} = \frac{\tau}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{b_L(\gamma)}{B_L} d\gamma, \tag{198a}$$

где для сокращения положено

$$\gamma = p\varphi = \frac{\pi}{\tau} x, \tag{198b}$$

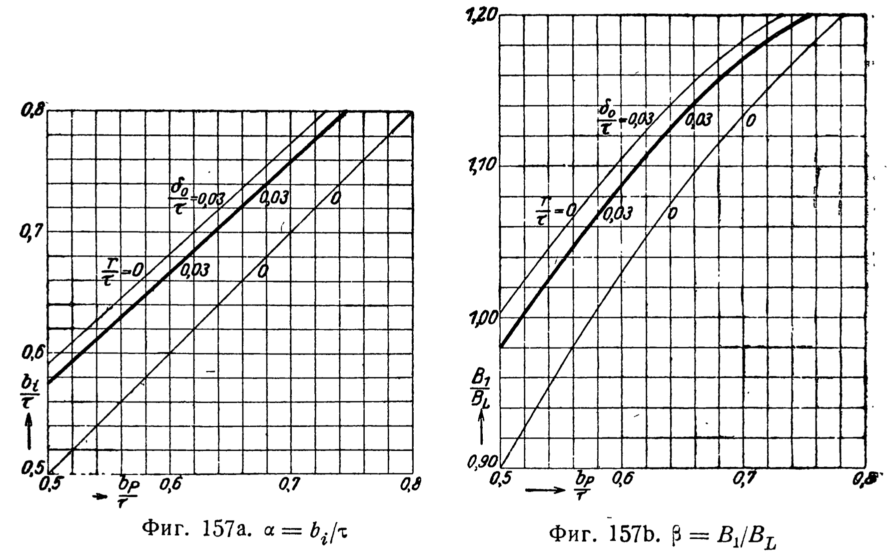
и отношение

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{b_L(\gamma)}{B_L} d\gamma. \tag{199a}$$

С другой стороны по урав. (7а) тома I имеем

$$\beta = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{b_L(\gamma)}{B_L} \sin \gamma d\gamma. \qquad (199b)$$

Чтобы не было надобности в каждом отдельном случае находить отношения α и β, знать которые нам нужно для вычисления характеристики холостого хода, мы изобразим эти отношения для определенных случаев в виде кривых, в зависимости от величин, которыми они определяются,



Фиг. 157a. $\alpha = b_i/\tau$ Фиг. 157b. $\beta = B_1/B_L$

в функции от b_p/τ для полюсных наконечников с неизменною вдоль полюсной дуги — при различных δ_0/τ и r/τ; $\mu = \infty$ — длиной вознушного промежутка.

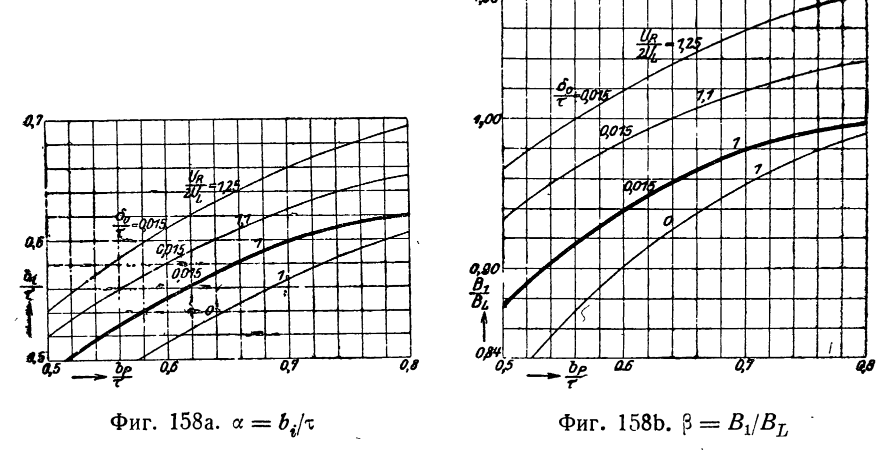
с тем, чтобы по этим кривым можно было в каждом случае приближенно определять α и β.

Сперва рассмотрим тот случай, когда длина воздушного промежутка вдоль полюсной дуги b_p, уменьшенной на двукратный радиус закругления краев полюса r, остается без изменения. Обычно считают, что индукция под полюсным наконечником неизменно равна B_L, а в междуполюсном пространстве равна нулю. Такое распределение возникает только при острых краях полюсов и $\lim \delta_0/\tau = 0$. В этом предельном случае отношения α и β в виде функции от отношения b_p/τ выражаются нижними тонкими сплошными кривыми на фиг. 157a и b. Тут мы имеем $b_i = b_p$.

После выводов, изложенных в § b, мы имеем возможность точнее определить кривые поля в междуполюсном пространстве и вблизи края полюса также и для тех случаев, когда $\delta_0/\tau = 0$. При часто встречаю-

щемся, в случае неизменной длины воздушного промежутка, отношении $\delta_0/\tau = 0{,}03$ отношения α и β вычислены для бесконечно большой проницаемости в железе и отложены на фиг. 157a и b для острых краев полюсов ($r = 0$ или тонкая сплошная кривая) и для закругленных краев полюсов с радиусом $r = \delta'_K = \delta_0$ (жирная сплошная кривая) в зависимости от b_P/τ. Расхождение отношения δ_0/τ с величиною 0,03 в практически важных границах имеет мало влияния на отношения α и β. Так, например, при $\delta_0/\tau = 0{,}025$ кривые α и β расположены приблизительно лишь на $0{,}5\%$ ниже, чем при $\delta_c/\tau = 0{,}03$.

Представленные на фиг. 157a и b кривые действительны при бесконечно большой проницаемости железа. При том же значении U_R



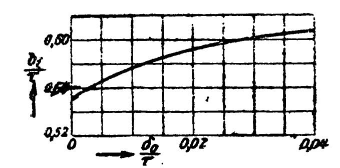
Фиг. 158a. $\alpha = b_i/\tau$ Фиг. 158b. $\beta = B_1/B_L$

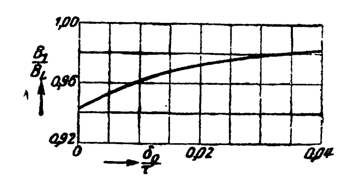
в функции от b_P/τ для полюсных наконечников с синусоидальной кривой поля в области полюсного наконечника и $\mu = \infty$ при различных $\delta_0/\tau = r/\tau$ и $U_R/2U_L$.

под влиянием магнитного напряжения вдоль якорного железа поле в междуполюсном пространстве изменяется незаметно, зато индукция под полюсом уменьшается в отношении $2U_L/U_R$. Вследствие этого при $\delta_0/\tau > 0$ отношения α и β несколько увеличиваются, но едва ли больше, чем на 1% при предположенном здесь неизменном вдоль полюсной дуги воздушном промежутке. Мы можем легко учесть влияние $U_R/2U_L$ на отношения α и β, приняв во внимание, что при $\delta_0/\tau = 0$ эти отношения не испытывают практически влияния со стороны $U_R/2U_L$. По сравнению с кривою для $\delta_0/\tau = 0$ на фиг. 157b получается, например, при $r/\tau = \delta_0/\tau = 0{,}03$ (жирная сплошная кривая) и при $b_P/\tau = 0{,}07$ прирост β, равный 0,036. Этот прирост увеличивается, например, при $U_R/2U_L = 1{,}25$ на $0{,}25 \cdot 0{,}036 = 0{,}009$. Таким образом, при $b_P/\tau = 0{,}7$ и $\delta_0/\tau = 0{,}03$ увеличение β равно только $\frac{1{,}17 + 0{,}009}{1{,}17} = 1{,}0077$, т. е. $0{,}77\%$.

Обратимся теперь к машине, у которой полюсные наконечники рассчитаны на синусоидальную кривую поля в области

полюсного наконечника **при бесконечно большой проницаемости** железа. На фиг. 158a и b тонкие сплошные нижние кривые снова соответствуют тому предельному случаю, когда индукция в междуполюсном пространстве равна нулю, а во всей области полюсного наконечника следует синусоиде, как это было бы при $\lim \delta_0/\tau = 0$ и бесконечно большой проницаемости. Жирные сплошные кривые учитывают

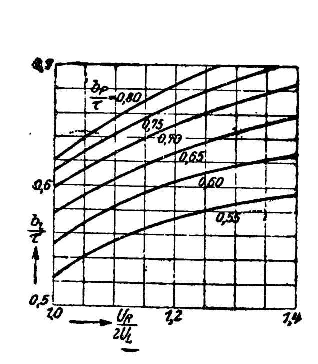


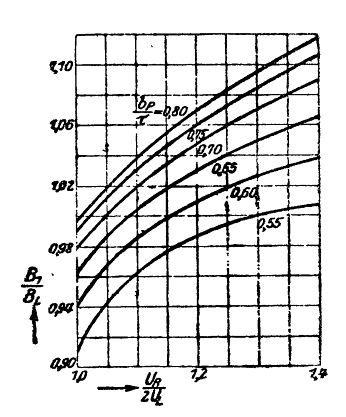


Фиг. 159a. $\beta = B_1/B_L$ Фиг. 159b. $\alpha = b_i/\tau$
в функции от δ_0/τ при $b_P/\tau = {}^2/_3$ и $r = \delta_0$;
форма полюсного наконечника, как на фиг. 158.

действительное распределение поля при $\delta_0/\tau = 0{,}015$ и радиусе закругления $r = \delta_0$. Для отношения $b_P/\tau = 2/3$ на фиг. 159a и b показано, как изменяются α и β вместе с δ_0/τ. При удвоении длины воздушного промежутка, т. е. при переходе от $\delta_0/\tau = 0{,}015$ к $\delta_0/\tau = 0{,}03$ величина α возрастает приблизительно только на 0,018, β на 0,01.

В то время как у полюсного наконечника при неизменном вдоль него воздушном промежутке влияние магнитной нагруженности якоря





Фиг. 159c. $\alpha = b_i/\tau$ Фиг. 159d. $\beta = B_1/B_L$
в функции от $U_R/2U_L$ при $\delta_0/\tau = r/\tau = 0{,}015$ и различных b_P/τ;
форма полюсного наконечника, как на фиг. 158.

на α и β мало, влияние это становится очень заметным при полюсном наконечнике, рассчитанном на синусоидальную кривую поля при бесконечно большой проницаемости железа, потому что магнитная нагруженность зубцов сглаживает кривую поля в области полюсного наконечника. Главным образом это влияние зависит от отношения напряжений $U_R/2U_L$ и изображается приблизительно кривыми фиг. 159c и d,

действительными при $\delta_0/\tau = 0{,}015$ и $r = \delta_0$. При $U_R/2U_L = 1{,}1$ и 1,25 эти кривые перенесены на фиг. 158a и b, так что для обычно встречающихся на практике случаев можно с достаточным приближением найти по фиг. 158 a и b отношения α и β для полюсных наконечников, рассчитанных на синусоидальную кривую поля при бесконечно большой проницаемости железа.

В заключение нам надо еще рассмотреть тот случай, когда полюсный наконечник рассчитан на синусоидальную кривую поля при холостом ходе и с учетом магнитной нагруженности якоря (см. § II D 1a). В этом случае у нас кривая поля та же, что и при бесконечно большой проницаемости в якоре $\left(\frac{U_R}{2U_L} = 1\right)$, но при длине воздушного промежутка $\delta_{0\infty} = \frac{U_R}{2U_L}\delta_0$ посредине полюса. Следовательно в этом случае мы можем взять отношения α и β из кривых $U_R/2U_L = 1$ на фиг. 158 и 159a и b, положив вместо δ_0 длину $\delta_{0\infty}$. Так как $\delta_{0\infty}/\tau$ обычно близко к 0,015, то здесь главное значение имеет жирная сплошная кривая фиг. 158a и b. Для всякой другой индукции в воздушном промежутке B_L действительны разумеется другие отношения α и β, которые становятся больше при повышенной магнитной нагруженности и меньше при пониженной, чем при номинальном напряжении, и которые следует определять приближенно, руководясь кривыми фиг. 158 и 159 a и b, поскольку они не вычисляются особо.

e. Сводка. В § a мы рассмотрели выбор формы полюсного наконечника и, в частности, определили такую его форму, при которой кривая поля в области полюсной дуги синусоидальна либо при бесконечной, либо при конечной проницаемости якоря. §§ b и c были главным образом посвящены исследованию кривой поля, и на основании результатов этого исследования мы затем определили и представили для важнейших случаев в виде кривых отношение теоретической полюсной дуги к полюсному делению $\alpha = b_i/\tau$ и отношение амплитуды основной волны к индукции под серединою полюса, $\beta = B_1/B_L$, так что нам нет надобности особо вычислять отношения α и β в каждом отдельном случае при вычислении характеристики холостого хода.

Для этого вычисления следует исходить из амплитуды основной волны B_1, которою главным образом определяется индуктированная в якорной обмотке ЭДС; эту ЭДС мы вычисляем на основании потока основной волны

$$\Phi_1 = \frac{2}{\pi}\tau l_i B_1 \tag{200}$$

по урав. (157) тома I. Теоретическую длину якоря l_i мы можем вычислить несколько точнее согласно сказанному в § B I, чем это изложено было в томе I.

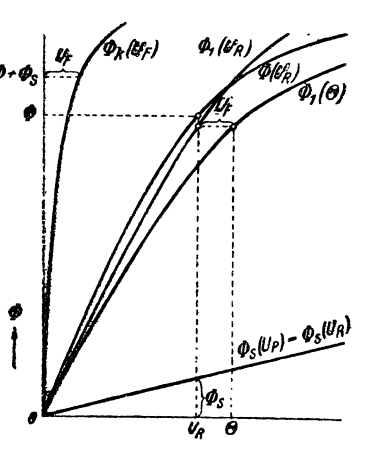
Сообразно с выбранною формою полюсного наконечника мы берем из кривых фиг. 157b или 158b отношение β и получаем соответственную индукцию в воздушном промежутке

$$B_L = \frac{1}{\beta}B_1. \tag{201a}$$

под серединою полюса, которая позволяет также приблизительно определить отношение $\frac{U_R}{2U_L} = 1 + \frac{2U_Z + U_A}{2U_L}$, влияющее заметным образом на отношения α и β при полюсных наконечниках, рассчитанных на синусоидальную кривую поля при бесконечно большой проницаемости в якоре. Поток индукции, которым преимущественно определяется напряжение тела якоря, оказывается равным

$$\Phi = \alpha \tau l_{\delta} B_L, \tag{201b}$$

где отношение α берется из фиг. 157a и 158a.



Фиг. 160. Учет потока рассеяния при нахождении характеристики холостого хода.

Далее мы, определяем по известному нам способу (см. § II G, том I, в частности стр. 205) магнитное напряжение

$$U_R = 2U_L + 2U_Z + U_A, \tag{201}$$

причем магнитное напряжение тела якоря U_A мы можем вычислить согласно сказанному в § B 2 точнее, чем это изложено было в первом томе.

По картине поля (см. фиг. 144) мы определяем (§ b и II G 4 тома I) поток рассеяния Φ_S и получаем для потока в роторе

$$\Phi_K = \Phi + \Phi_S, \tag{202}$$

при помощи которого определяем магнитное напряжение U_F согласно сказанному в томе I, § II G 4. Тогда полный ток, необходимый для возбуждения потока Φ_1, соответствующего допущенной нами индукции B_1, равен

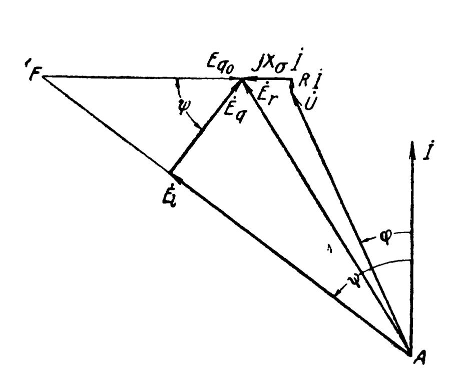
$$\Theta = U_R + U_F. \tag{203}$$

Сделав это вычисление для различных допущенных нами B_1, мы можем построить характеристику холостого хода $\Phi_1(\Theta)$. Из фиг. 160 видно, как учтен поток рассеяния для определенной точки U_R. Согласно урав. (200) и (201a и b) кривые $\Phi(\Theta)$ и $\Phi_1(\Theta)$ пересекаются, когда $\frac{2}{\pi}\beta = \alpha$ (см. фиг. 157—159).

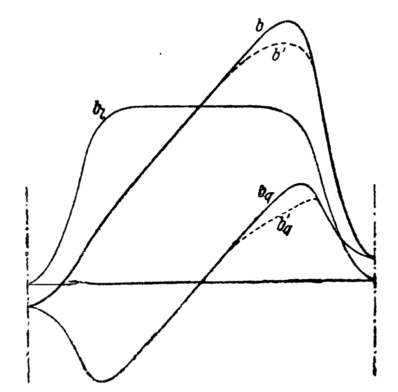
2. Продольное и поперечное поле при нагрузке.

a. Взаимное влияние продольного и поперечного полей. ЭДС $\dot{E}_r$, индуктируемая основною волною результирующего поля в воздушном промежутке, равна сумме напряжения на зажимах $\dot{U}$ и падений напряжения $R\dot{I}$ и $jX_{\sigma}\dot{I}$ в якорной обмотке (фиг. 161). Имеем $X_{\sigma} = X_N + X_K + X_S$, где реактивное сопротивление X_N рассеяния впадин вычисляется согласно § II M 1 тома I, реактивное сопротивление X_K рассеяния голо-

вок зубцов — согласно § B 4c и реактивное сопротивление лобового рассеяния X_S — по § B 4d. ЭДС $\dot{E}_r$ мы можем разложить на две составляющие — продольную ЭДС $\dot{E}_l$ и поперечную ЭДС $\dot{E}_q$, которые сдвинуты между собою по фазе на четверть периода. E_l индуктируется тою составляющей основной волны поля, которая равна нулю посередине между полюсами, E_q — другой составляющей, которая равна нулю посередине полюсов. Мы рассмотрим сперва, какая существует зависимость между этими составляющими и фиктивными продольными и поперечными полями. При этом мы предполагаем, что высшие гармоники



Фиг. 161. Диаграмма напряжений машины с явно выраженными полюсами.



Фиг. 162. Взаимное влияние продольного и поперечного поля якоря.

ЭДС E_r не оказывают заметного влияния на действующее значение результирующей ЭДС.

Пусть на фиг. 162 тонкая сплошная кривая b_l изображает продольное поле, которое создал бы весь продольный полный ток, слагающийся из полного тока ротора и продольного полного тока якоря, если бы он действовал один. Тонкая сплошная кривая b_q пусть изображает поперечное поле, каким бы оно было, если бы действовал только поперечный полный ток, который равен поперечному полному току якорной обмотки. Если проницаемость железа зависит от индукции, то мы посредством суперпозиции получаем результирующую кривую поля b, которая вычерчена жирно на фиг. 162 и основная волна которой индуктирует ЭДС E_r. В этом случае обе составляющие основной волны, которые индуктируют продольную ЭДС E_l и поперечную ЭДС E_q, равны основным волнам продольного поля b_l и поперечного поля b_q. Под влиянием проницаемости, убывающей по мере роста индукции в якорном железе, результирующая кривая поля, вообще говоря, ослабевает в местах повышенной индукции, так что в действительности получается примерно пунктирная кривая поля b' на фиг. 162. Мы можем представлять ее себе как результат наложения друг на друга первоначальной симметричной кривой продольного поля b_l и пунктирной несимметричной кривой b_q'. Основная волна кривой b_q' вследствие этого не только становится меньше первоначальной кривой b_q, но и

сдвигается по фазе относительно этой основной волны. Этот сдвиг фаз не только влечет за собою дальнейшее ослабление основной волны поперечного поля, но и ослабление основной волны продольного поля. Таким образом, мы видим, что продольное и поперечное поля взаимно ослабляют друг друга, если проницаемость железа зависит от индукции, и что составляющие основной волны результирующего поля b', индуктирующие продольную ЭДС E_l и поперечную ЭДС E_q в том только случае равны основным волнам продольного и поперечного полей, когда проницаемость железа не зависит от индукции.

Взаимное влияние продольного и поперечного полей зависит от степени насыщения железа, определяемой главным образом отношением $U_R/2U_L$, которое соответствует результирующей ЭДС E_r в характеристике холостого хода. Зато взаимное влияние обеих составляющих поля не зависит от магнитного напряжения U_F в роторе, если поверхность полюсного наконечника является эквипотенциальною поверхностью, как это справедливо почти во всех практических случаях.

b. Определение угла ψ, k_q. Продольное поле возбуждается результирующим полным током

$$\Theta - \Theta_{Ap} = \Theta - \Theta_A \sin\psi, \tag{204a}$$

поперечное поле — поперечным полным током

$$\Theta_{Aq} = \Theta_A \cos\psi. \tag{204b}$$

Разложение полного тока якоря на продольный и поперечный предполагает знание угла ψ, который, однако, зависит от еще неизвестной нам ЭДС поперечного поля E_q. Если мы на фиг. 161 удлиним $\dot{E}_l$ и $jX_\sigma \dot{I}$ до точки пересечения в F, то угол у F равен $\pi/2 - \psi$ и длина вектора $\dot{E}_{q_0}$ равна

$$E_{q_0} = \frac{E_q}{\cos\psi} = \frac{E_q}{\Theta_{Aq}} \Theta_A. \tag{205}$$

Если бы E_q была пропорциональна Θ_{Aq}, т. е. если бы характеристика $E_q(\Theta_{Aq})$ была прямою, проходящею через начало координат, то ЭДС F_q, соответствующую Θ_A, можно было бы взять из этой прямой и, следовательно, получить точку F на диаграмме, а также угол ψ. Если мы сперва предположим, что эта пропорциональность существует, то величину E_{q_0} мы можем также взять из нижней прямолинейной части характеристики холостого хода (или ее продолжения) при полном токе

$$\Theta'_{A\infty} = k_{q\infty} \Theta_A, \tag{206a}$$

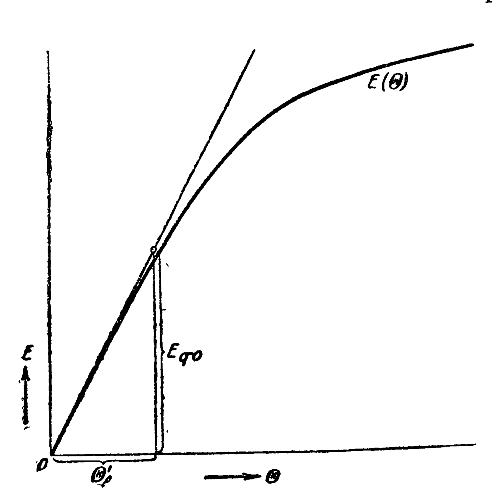
где $k_{q\infty}$ означает зависящее от формы полюсного наконечника, неимеющее размерности число, которое сводит синусоидально распределенный полный ток якоря Θ_A к сосредоточенному в междуполюсном пространстве полному току $\Theta'_{A\infty}$, для которого действительна характеристика холостого хода.

Однако, точной пропорциональности между E_q и Θ_{Aq} не существует. В самом деле, даже при относительной слабости фиктивного поперечного поля оно все же, как мы видели, налагается на продольное поле, так что его величина определяется результирующей индукцией. Чтобы учесть это влияние, мы можем вместо урав. (206а) написать

$$\Theta'_A = k_q \Theta_A, \tag{206}$$

где $k_q < k_{q\infty}$. Величину Θ_A' мы назовем „эффективным" полным током якоря, определяющим поперечное поле якоря. На фиг. 163 показано для этого общего случая определение E_{q_0} по характеристике холостого хода. Величина k_q преимущественно будет зависеть от отношения напряжений $U_R/2U_L$, которое изменяется вместе с ЭДС E_r, индуктируемой основною волной результирующего поля. Таким образом, строго говоря, k_q не есть величина постоянная; мы определим

$$k_q\left(\frac{U_R}{2U_L}\right) \text{ в § 3 b.}$$



Фиг. 163. Характеристика холостого хода $E(\Theta)$, ЭДС E_{q_0} и „эффективный" полный ток якоря Θ'_A.

Найдя E_{q_0}, мы можем согласно фиг. 161 провести луч $\overline{AF}$ и найти угол ψ, для определения которого, таким образом, нужно задаться величиной k_g.

c. Эффективный противодействующий полный ток Θ'_{Ag}. Если мы на фиг. 161 опустим перпендикуляр на $\overline{AF}$ из конца вектора $\dot{E}_n$, то он отсечет продольную ЭДС E_l, индуктируемую составляющею основной волны результирующего поля в воздушном промежутке, которая совпадает по фазе с кривой возбуждения роторного поля.

Важным вопросом, который мы исследуем в § 4 особо, является определение полного тока ротора, требующегося для определенного состояния нагрузки (например, по фиг. 161) с результирующей продольной ЭДС E_l.

Если через Θ_l обозначить результирующий продольный полный ток, который соответствует результирующей продольной ЭДС E_l на характеристике холостого хода $E(\Theta)$, то полный ток ротора будет

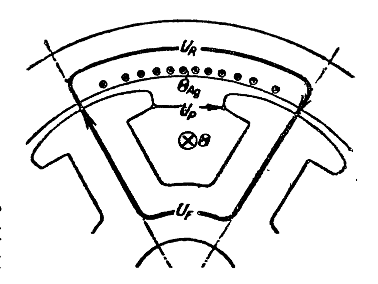
$$\Theta = \Theta_l + \Theta''_{Ag}, \tag{207a}$$

где Θ''_{Ag} означает эффективный отнесенный к характеристике холостого хода $B_1(\Theta)$ или $E(\Theta)$ противодействующий полный ток якоря. Эта

формулировка не точна в том смысле, что рассеяние ротора, а значит и напряжение ротора U_F зависят от противодействующего полного тока якоря Θ_{Ag}, между тем как урав. (207a) предполагает, что магнитное напряжение U_F при нагрузке таково же, как при холостом ходе с результирующим полным током Θ_l. Чтобы исключить влияние изменившегося рассеяния ротора, мы должны, следовательно, написать

$$U_P = U_R + \Theta'_{Ag}, \tag{207b}$$

где U_P означает магнитное напряжение между краями полюсных наконечников и U_R магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка зубцов и тела якоря, соответствующее результирующей продольной ЭДС E_l. Полный ток Θ'_{Ag} мы назовем отнесенным к кривой холостого хода $B_1(U_R)$, $\Phi_1(U_R)$, или $E(U_R)$ „эффективным“ противодействующим полным током якоря. Чтобы выяснить связь между истинным противодействующим полным током якоря Θ_{Ag} и эффективным Θ'_{Ag}, рассмотрим указанный на фиг. 164 жирными линиями путь интегрирования, проходящий по средним линиям смежных полюсов через воздушный промежуток и слой зубцов. Магнитное напряжение между краями смежных полюсных наконечников равно

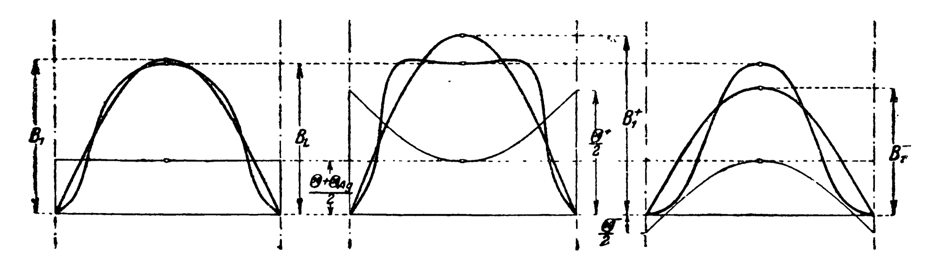


Фиг. 164. К определению „эффективного“ противодействующего полного тока якоря.

$$U_P = \Theta - U_F = U_R + \Theta_{Ag}. \tag{208}$$

Для наглядности мы предполагаем здесь только такие состояния нагрузки, при которых ток отстает от продольной ЭДС на $\pi/2$ ($\psi = \pi/2$) или на тот же угол опережает ее ($\psi = -\pi/2$). При этом мы допустим, что индукция в воздушном промежутке B_L посередине полюса одинакова при холостом ходе и при указанных двух состояниях нагрузки. Тогда и для пути интегрирования, проходящего по средней линии полюсов через воздушный промежуток (жирно вычерченного на фиг. 164), магнитное напряжение $2U_L + 2U_Z$ остается тем же. На фиг. 165a-c для указанных трех случаев (холостой ход, $\psi = \pi/2$, $\psi = -\pi/2$) нанесены кривые возбуждения поля (тонкие сплошные), кривые поля и их основные волны для одного практического случая. Поток, определяющий собою напряжение тела якоря U_A, при положительном противодействующем полном токе (фиг. 165b) больше, при отрицательном (фиг. 165 — c) меньше, чем при холостом ходе (фиг. 165a); сообразно с этим мы в первом случае получаем для $U_R^+ = 2U_L + 2U_Z + U_A^+$ несколько большую, во втором случае для $U_R^- = 2U_L + 2U_Z + U_A^-$ несколько меньшую величину, чем для $U_R^0 = 2U_L + 2U_Z + U_A^0$ при холостом ходе. Пусть на фиг. 166 кривые $B_L(U_R)$ и $B_1(U_R)$ относятся

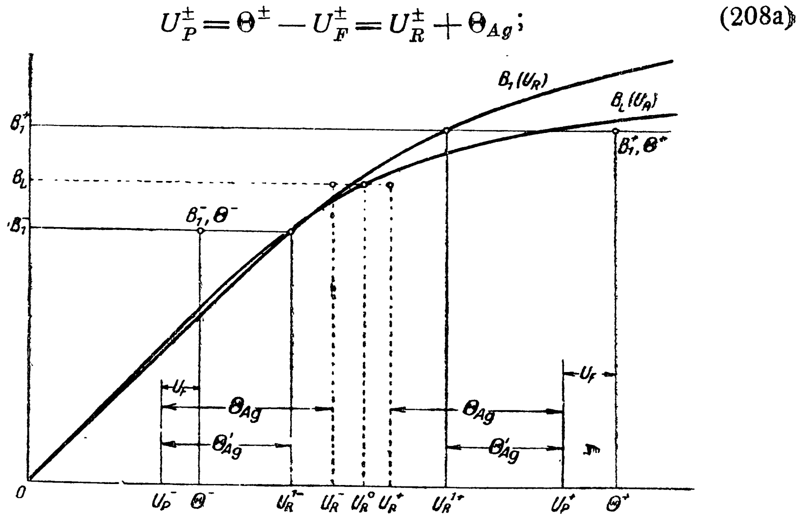
к холостому ходу. Тогда одной и той же индукции в воздушном промежутке B_L пусть соответствует при положительном противодействующем полном токе магнитное напряжение U_R^+, при отрицательном — U_R^-. По закону полного тока мы получаем для представленного на



Фиг. 165 a — c. Кривые поля, их основные гармоники и результирующие кривые возбуждения поля (тонкие линии) при a) холостом ходе, b) нагрузке с $\psi = \pi/2$, c) нагрузке с $\psi = -\pi/2$ при одном и том же B_L.

фиг. 164 пути интегрирования магнитное напряжение между смежными полюсными наконечниками:

$$U_P^{\pm} = \Theta^{\pm} - U_F^{\pm} = U_R^{\pm} + \Theta_{Ag}; \qquad (208a)$$



Фиг. 166. Отношение между „эффективным" (Θ'_{Ag}) и истинным противодействующим полным током якоря (Θ_{Ag}).

оно обозначено на фиг. 166 для положительного противодействующего полного тока (фиг. 165c) через $U_P^{\pm}$, для отрицательного (фиг. 165c) через U_P^-. Чтобы получить требующийся полный ток ротора, надо еще прибавить к $U_P^{\pm}$ напряжение ротора U_F, зависящее от потока в роторе.

Те же магнитные напряжения U_P^+ и U_P^- мы должны также получить, если исходим из кривой холостого хода $B_1(U_R)$, которая относится

к основной волне индукции. Величина B_1^+ соответствует тогда U_R^{1+}, величине B_1^- соответствует U_R^{1-} и мы получаем для противодействующего полного тока якоря

$$\Theta'_{Ag} = U_P^{\pm} - U_R^{1\pm}; \tag{208b}$$

при отрицательных углах, то-есть когда ток опережает продольную ЭДС, он отрицателен. В большинстве практических случаев можно считать $U_R^+ \approx U_R^- \approx U_R^0$; расхождения между этими магнитными напряжениями на фиг. 166 для ясности преувеличены.

Итак, смотря по тому, исходим ли мы из кривой холостого хода $B_L(U_R)$, ординаты которой изображают индукцию в воздушном промежутке под серединою полюса, или из кривой холостого хода $B_1(U_R)$, ординаты которой изображают амплитуду основной волны, мы получаем магнитное напряжение U_P вдоль воздушного пространства между краями полюсных наконечников, складывая с магнитным напряжением U_R либо истинный противодействующий полный ток якоря Θ_{Ag}, либо эффективный Θ'_{Ag}.

d. Коэфициенты k_l и k. Если сперва предположить, что проницаемость якорного железа бесконечно велика, то поперечный полный ток не влияет на эффективный противодействующий ток якоря. Отклонение последнего от противодействующего полного тока $\Theta_{Ag} = \Theta_A \sin\psi$ обусловлено в этом случае только тем, что полный ток ротора, для которого построена характеристика холостого хода, сосредоточен в междуполюсном пространстве, так что его кривая возбуждения поля прямоугольна, между тем как противодействующий полный ток якоря распределен в качестве линейной нагрузки вдоль окружности якоря в основном синусоидально и его кривая возбуждения поля также синусоидальна, и на половину полюсного деления сдвинута относительно линейной нагрузки. Поэтому синусоидально распределенный противодействующий полный ток якоря возбуждает меньшую основную волну продольного поля, чем полный ток ротора той же величины. И следовательно, чтобы свести синусоидально распределенный противодействующий полный ток якоря к сосредоточенному в междуполюсном пространстве полному току, к которому относится характеристика холостого хода, мы должны умножить противодействующий полный ток $\Theta_{Ag} = \Theta_A \sin\psi$ на коэфициент $k_{l\infty} < 1$. Поэтому при бесконечно большой проницаемости якорного железа эффективный противодействующий полный ток равен

$$\Theta'_{Ag\infty} = k_{l\infty}\Theta_A \sin\psi, \tag{209a}$$

где коэфициент $k_{l\infty}$ учитывает как отклонение формы кривой возбуждения противодействующего полного тока якоря от формы кривой возбуждения роторного поля, так и форму полюсного наконечника.

Если проницаемость якорного железа не бесконечно велика, но угол сдвига фаз ψ между током и продольною ЭДС составляет $\pm\pi/2$,

так что поперечный полный ток якоря равен нулю, то в соответствии с урав. (209a) эффективный противодействующий полный ток якоря

$$\Theta'_{Ag} = \pm k_l \Theta_A, \qquad (209b)$$

причем знак $+$ относится к $\psi = +\pi/2$, а знак — к $\psi = -\pi/2$. Мы увидим ниже, что между k_l и $k_{l\infty}$ разница невелика.

Если же угол ψ не равен $\pm\pi/2$, то возникает некоторый поперечный полный ток якоря, и тогда, как мы видели в § a, результирующее продольное поле при больших насыщениях ослабляется поперечным полем. Это влияние мы учтем посредством увеличения эффективного противодействующего полного тока якоря, а именно при помощи добавочного к $k_l\Theta_{Ag}$ члена; ибо и при $\Theta_{Ag} = \Theta_A \sin\psi$ происходит искажение продольного поля, влекущее за собою ослабление его при больших насыщениях как и у машины постоянного тока. Этот добавочный член тем больше, чем больше поперечный полный ток $\Theta_{Ag} \cos\psi$ и чем меньше отнесенная к полюсному делению τ длина воздушного промежутка δ_0 по середине полюса. Кроме того, он при неизменной длине воздушного промежутка вдоль полюсной дуги b_p в основном пропорционален отношению b_p/τ, между тем как это влияние практически не имеет места, когда полюсные наконечники рассчитаны на синусоидальную кривую поля в области полюсного наконечника при холостом ходе. Поэтому для эффективного противодействующего полного тока якоря в случае неизменной длины воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника b_p мы примем

$$\Theta'_{Ag} = k_l\Theta_A \sin\psi + k\frac{\Theta_A \cos\psi}{\frac{\delta_0}{\tau}} \cdot \frac{b_p}{\tau}, \qquad (210a)$$

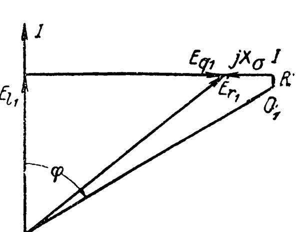
а при рассчитанной на синусоидальную в случае холостого хода кривую поля в области полюсного наконечника, независимо от полюсной дуги

$$\Theta'_{Ag} = k_l\Theta_A \sin\psi + k\frac{\Theta_A \cos\psi}{\frac{\delta_0}{\tau}}. \qquad (210b)$$

Здесь k так же как и k_l и k_q в основном являются функциями от отношения $U_R/2U_L$.

e. **Влияние высших гармонических.** В §§ a—d мы пренебрегали влиянием высших гармоник на эффективное значение результирующе ЭДС E_r. Достаточно взглянуть на кривую поперечного поля якоря b_q' на фиг. 162, чтобы убедиться, что в ней амплитуда третьей гармоники может быть очень значительной, и это следует также из кривых фиг. 169a и b, изображающих кривую поперечного поля якоря для различных случаев. Но несмотря на наличие столь значительной третьей гармоники в кривой поперечного поля, в большинстве практических случаев под ее влиянием эффективное значение результирующей ЭДС изменяется незначительно, так как обычно обмоточный коэфициент третьей гармоники невелик (у трехфазных машин с сопряженными

фазами и однофазных машин с обмотанными двумя третями окружности якоря третья гармоника кривой поля вообще не участвует в образовании напряжения на зажимах), и потому что высшие гармоники, как известно, мало влияют на эффективное значение результирующей ЭДС, когда их амплитуды значительно меньше амплитуды основной волны. Только в том случае, когда нагружена лишь одна фаза трехфазной машины, влияние третьей гармоники на эффективное значение напряжения на зажимах может стать заметным, притом тем более заметным, чем больше E_q по сравнению с E_r. При равенстве прочих условий происходит это тогда, когда угол ψ между током и продольною ЭДС равен нулю, то-есть в представленном на фиг. 167 случае нагрузки, относящемся к тому же напряжению на зажимах и тем же коэфициентам k_l и k_q, что и диаграмма фиг. 161.



Фиг. 167. Диаграмма напряжений основных гармоник при $\psi = 0$.

Под влиянием высших гармоник напряжение на зажимах при той же ЭДС E_{r_1}, то-есть при том же эффективном значении основной волны, увеличивается. Если мы обозначим через U_1 эффективное значение основной волны напряжения на зажимах, получающееся из диаграммы, то (в предположении синусоидальной кривой возбуждения якорного поля) результирующее эффективное значение напряжения на зажимах выразится через

$$U = \sqrt{U_1^2 + \sum_{\nu=3}^{\infty} E_{r\nu}^2}. \qquad (211a)$$

Если мы отнесем эффективные значения высших гармоник к эффективному значению основной волны, то

$$\frac{E_{r\nu}}{E_{r_1}} = \frac{\xi_\nu}{\xi_1} \cdot \frac{B_\nu}{B_1},$$

где ξ_ν/ξ_1 означает отношение между обмоточными коэфициентами ν-ой и основной гармоник, а B_ν/B_1 — отношение между амплитудами индукции. Отношение ξ_ν/ξ_1 зависит от обмотки; оно в большинстве случаев значительно меньше 1. Отношения B_ν/B_1 мы можем определить из кривой поля, если последняя известна или построена согласно сказанному в § 5.

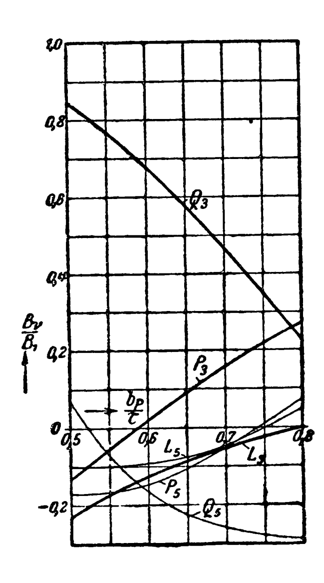
Чтобы иметь возможность оценивать в отдельных случаях влияние высших гармонических, не зная кривой поля, предположим проницаемость железа бесконечно большою и напишем

$$\left(\frac{B_\nu}{B_1}\right)^2 = \left(C_P \frac{B_{P\nu}}{B_{P_1}} - C_{lA} \frac{B_{lA\nu}}{B_{lA_1}}\right)^2 + \left(C_q \frac{B_{q\nu}}{B_{q_1}}\right)^2, \qquad (212)$$

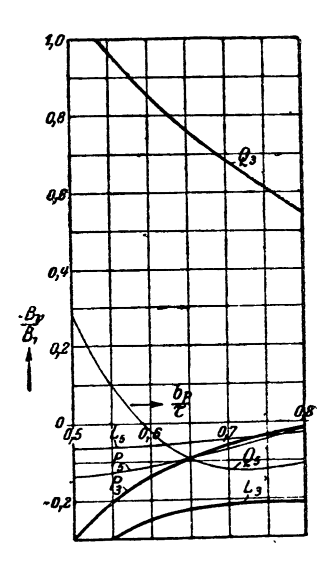
где

$$C_P = \frac{B_{P_1}}{B_1} = \frac{E_{P_1}}{E_{r_1}} = \frac{E_{l_1}}{E_{r_1}} \frac{\Theta}{\Theta - \Theta'_{Ag}},$$
$$C_{lA} = \frac{B_{lA_1}}{B_1} = \frac{E_{lA_1}}{E_{r_1}} = \frac{E_{l_1}}{E_{r_1}} \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta - \Theta'_{Ag}}, \quad C_q = \frac{B_{q_1}}{B_1} = \frac{E_{q_1}}{E_{r_1}} \qquad (212a—c)$$

Здесь B_{P_ν}/B_{P_1} представляет собою отношение между амплитудами ν-ой и основной гармоник поля полюсного колеса, B_{lA_ν}/B_{lA_1} — отношение



a) Неизменная длина воздушного промежутка вдоль полюсной дуги $\delta_0 = 0{,}03\,\tau$.



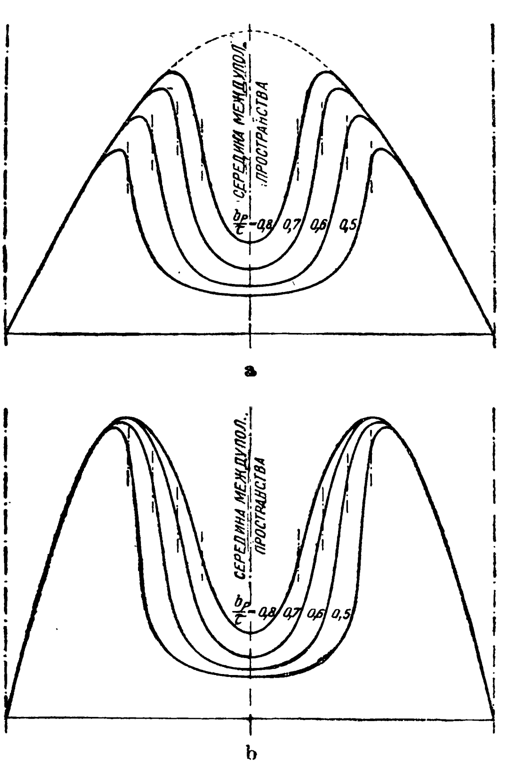
b) Полюсный наконечник для синусоидальной в его области кривой поля $\delta_0 = 0{,}015\,\tau$.

Фиг. 168. a и b. Участие гармоник 3 и 5 порядка в образовании поля полюсного колеса (P_3 и P_5), продольного поля якоря (L_3 и L_5) и поперечного поля (Q_3 и Q_5), при $\mu = \infty$, в функции от b_P/τ.

между амплитудами тех же гармоник продольного поля якоря и B_{q_ν}/B_{q_1} — тех же гармоник поперечного поля якоря, величины же, которыми определяются коэфициенты C_P, и C_{lA} и C_q, могут быть взяты из диаграммы и характеристики холостого хода.

Согласно сказанному в §§ 1 и 5 можно построить кривые поля полюсного колеса, продольного полного тока якоря и поперечного полного тока и разложить эти кривые на их отдельные гармоники. Для третьей и пятой гармоник на фиг. 163 a и b представлены отношения индукций B_3/B_1 и B_5/B_1, первое — посредством более жирных, второе — посредством более тонких кривых, как функции от отношения b_P/τ полюсной дуги к полюсному делению (P — поле полюсного колеса, L — продольное поле якоря, Q — поперечное поле якоря). Фиг. 168a

относится к неизменной длине воздушного промежутка $\delta_0 = 0{,}03\tau$ вдоль полюсной дуги и к острым краям полюсов; фиг. 168b — к полюсному наконечнику, расчитанному на синусоидальную кривую поля в его области, $\delta_0 = 0{,}015\tau$ и закругленными краями ($r = \delta_0$). Для тех же соотношений на фиг. 169 а и b представлены кривые поперечного поля якоря, из которых ясно видно большое значение третьей гармоники и ее зависимость от отношения b_p/τ. Края полюсных наконечников отмечены штрихпунктиром. При сравнении ординат надо считаться с тем, что в основу кривых фиг. 169b, предполагающих полюсные наконечники для синусоидальной при холостом ходе кривой поля, положена вдвое меньшая длина воздушного промежутка δ_0, чем в основу кривых фиг. 169a для неизменной длины воздушного промежутка.



Фиг. 169 а и b. Поперечные поля якоря для указанных под фиг. 168 случаев. а) Неизменная длина воздушного промежутка. b) Синусоидальная кривая поля в области полюсного наконечника при холостом ходе.

3. Определение коэфициентов k_l, k_q и k

а. Проницаемость железа бесконечно велика. Если мы считаем проницаемость железа не зависящей от индукции или бесконечно большою, то мы можем при определенном полюсном наконечнике определить коэфициенты $k_{l\infty}$ и $k_{q\infty}$ по фиктивным кривым поля; коэфициент k в этом случае равен нулю.

При полюсном наконечнике с отношением $b_{P/\tau} = 0{,}7$, рассчитанном на синусоидальную в его области кривую поля, и при длине воздушного промежутка $\delta_0 = 0{,}015$ по середине полюса, на фиг. 170а—с в виде примера показаны пунктиром кривые поля полюсного колеса b, продольного полного тока якоря b_l и поперечного полного тока якоря b_q. Они получаются с достаточной точностью в междуполюсном пространстве из картин поля (см. §§ 1b, с и 5), а в области полюсного наконечника — из отношения между соответственными значениями кривых возбуждения поля, представленных тонкими линиями на фиг. 170а—с, и радиально измеренным расстоянием между гладкой поверхностью

якоря и поверхностью полюсного наконечника. Для наглядности масштаб кривых возбуждения поля выбран так, что их максимальное значение таково же, как у кривых поля полюсного колеса и продольного полного тока якоря. Взяв соотношения между соответственными значениями кривой поля и кривой возбуждения поля, мы получаем на фиг. 170 а—с жирные сплошные кривые $\Lambda(\gamma)$, $\Lambda_l(\gamma)$ и $\Lambda_q(\gamma)$ и можем написать

$$\left.\begin{aligned} b(\gamma) &= \pm\frac{\Theta}{2}\cdot\Lambda(\gamma), \\ b_l(\gamma) &= \frac{\Theta_{Ag}}{2}\sin\gamma\Lambda_l(\gamma), \\ b_q(\gamma) &= \frac{\Theta_{Ag}}{2}\cos\gamma\cdot\Lambda_q(\gamma), \end{aligned}\right\} \quad (213a—c)$$

где для сокращения положено

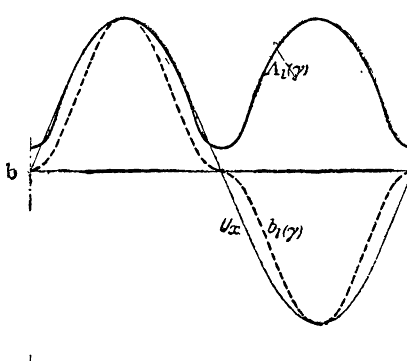
$$\gamma = \frac{\pi}{\tau}x. \qquad (213d)$$

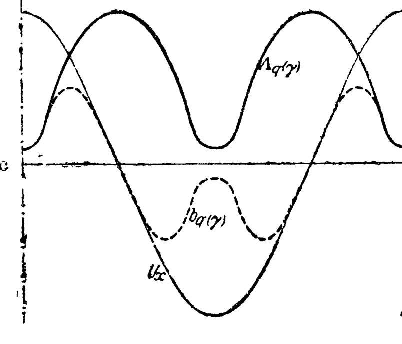
Произведения из величин Λ, Λ_l и Λ_q на длину воздушного промежутка δ_0 по середине полюса имеют размерность проницаемости; они представляют собою фиктивные проницаемости, которые должны действовать в воздушном промежутке для того, чтобы кривая возбуждения поля создала данную кривую поля при неизменной длине воздушного промежутка вдоль всей окружности якоря.

Для определения коэфициентов $k_{l\infty}$ и $k_{q\infty}$ мы должны так определить эффективный противодействующий полный ток якоря и поперечный полный ток

$$\text{и} \quad \left.\begin{aligned} \Theta'_{Ag\infty} &= k_{l\infty}\Theta_{Ag} \\ \Theta'_{Aq\infty} &= k_{q\infty}\Theta_{Aq}, \end{aligned}\right\} \quad (214a и b)$$

чтобы в характеристике холостого хода им соответствовали при полных токах $\Theta = \Theta'_{Ag\infty}$ и $\Theta = \Theta'_{Aq\infty}$ те же ЭДС-ы, которые индуктируются в якорной обмотке кривыми поля b_l или b_q. Так как эффективное значение ЭДС преимущественно определяется основной





Фиг. 170а — с. Кривые поля (— — — —), кривые возбуждения поля (———) и отношение между теми и другими (▬▬▬). Полюсный наконечник для кривой, поля синусоидальной в его области; $\delta_0 = 0{,}015\,\tau$, $b_p/\tau = 2/3$. a) полный ток полюсного колеса, b) продольный полный ток якоря, c) поперечный полный ток якоря.

волной, а ЭДС-ы высших гармоник, вообще говоря, участвуют в образовании результирующей эффективной ЭДС в ничтожно слабой степени, то мы получаем уравнения

$$\Theta = k_{l\infty}\Theta_{Ag} \text{ и } \Theta = k_{q\infty}\Theta_{Aq} \qquad (215\text{a и b})$$

и

$$B_1 = B_{l_1} \text{ и } B_1 = B_{q_1} \qquad (216\text{a и b})$$

причем $B_1(\Theta)$ представляет собою характеристику холостого хода в масштабе индукции. Но согласно урав. (7а и b) тома I мы имеем:

$$B_1 = \frac{2}{\pi}\frac{\Theta}{2}\int_0^\pi \Lambda(\gamma)\sin\gamma d\gamma; \quad B_{l_1} = \frac{2}{\pi}\frac{\Theta_{Ag}}{2}\int_0^\pi \Lambda_l(\gamma)\sin^2\gamma d\gamma$$

$$B_{q_1} = \frac{2}{\pi}\frac{\Theta_{Aq}}{2}\int_0^\pi \Lambda_q(\gamma)\cos^2\gamma d\gamma. \qquad (217\text{a—c})$$

Сообразно с этим мы получаем по урав. (215) и (216)

$$k_{l\infty} = \frac{\Theta}{\Theta_{Ag}} = \frac{\int_0^\pi \Lambda_l(\gamma)\sin^2\gamma d\gamma}{\int_0^\pi \Lambda(\gamma)\sin\gamma d\gamma} \qquad (218\text{a})$$

и

$$k_{q\infty} = \frac{\Theta}{\Theta_{Aq}} = \frac{\int_0^\pi \Lambda_q(\gamma)\cos^2\gamma d\gamma}{\int_0^\pi \Lambda(\gamma)\sin\gamma d\gamma}. \qquad (218\text{b})$$

Мы рассмотрим сперва два простых предельных случая, при которых для коэфициентов $k_{l\infty}$ и $k_{q\infty}$ получается законченное выражение.

Пусть длина воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника неизменна и бесконечно мала, так что кривая поля получает прямоугольную форму (фиг. 171а), Тогда, если обозначить для сокращения

$$\alpha = \frac{b_p}{\tau} \qquad (219)$$

в области $\frac{\pi}{2} - \alpha\frac{\pi}{2} \leqslant \gamma \leqslant \frac{\pi}{2} + \alpha\frac{\pi}{2}$: $\Lambda(\gamma) \approx \Lambda_l(\gamma) \approx \Lambda_q(\gamma) = \text{const}$;

в остальной части полюсного деления проводимости Λ равны нулю. Сообразно с этим мы получаем по урав. (218 а и b) коэфициенты

$$k_{\overline{l}\infty} = \frac{\alpha\pi + \sin\alpha\pi}{4\sin\alpha\frac{\pi}{2}}, \quad k_{\overline{q}\infty} = \frac{\alpha\pi - \sin\alpha\pi}{4\sin\alpha\frac{\pi}{2}}; \qquad (219\text{a и b})$$

они представлены на фиг. 172а пунктирными кривыми. При $\alpha = 1$, т. е. при $b_p = \tau$ получается $k_{\overline{l}\infty} = k_{\overline{q}\infty}$.

Если полюсный наконечник рассчитан так, что на протяжении его, при холостом ходе кривая поля при бесконечно большой проницаемости будет синусоидальной и если длина δ_0 воздушного промежутка по середине полюса бесконечно мала, то получается представленная на фиг. 171b кривая поля. Тогда в области

$$\frac{\pi}{2}-\alpha\frac{\pi}{2}\leqslant\gamma\leqslant\frac{\pi}{2}+\alpha\frac{\pi}{2}\;:\;\Lambda(\gamma)\approx\Lambda_l(\gamma)\approx\Lambda_l(\gamma)\approx\Lambda_q(\gamma)\approx\Lambda_0\sin\gamma;$$

a b c

Фиг. 171a — c. Формы полюсного наконечника и поля, лежащие в основе урав. (219), (220) и (221 a и b).

в остальной области полюсного деления проводимости Λ равны нулю. Мы получим по урав. (218a и b) коэфициенты

$$k_{\widetilde{l}\infty}=\frac{4}{3}\frac{\sin\alpha\frac{\pi}{2}\left(\cos^2\alpha\frac{\pi}{2}+2\right)}{\alpha\pi+\sin\alpha\pi},\quad k_{\widetilde{q}\infty}=\frac{4}{3}\frac{\sin^3\alpha\frac{\pi}{2}}{\alpha\pi+\sin\alpha\pi},\qquad(220\text{a и b})$$

которые на фиг. 172b тоже представлены пунктиром.

В предельном случае $\alpha=1$, то-есть, при $b_p=\tau$ (см. фиг. 171c) мы получаем (здесь независимо от длины воздушного промежутка δ_0)

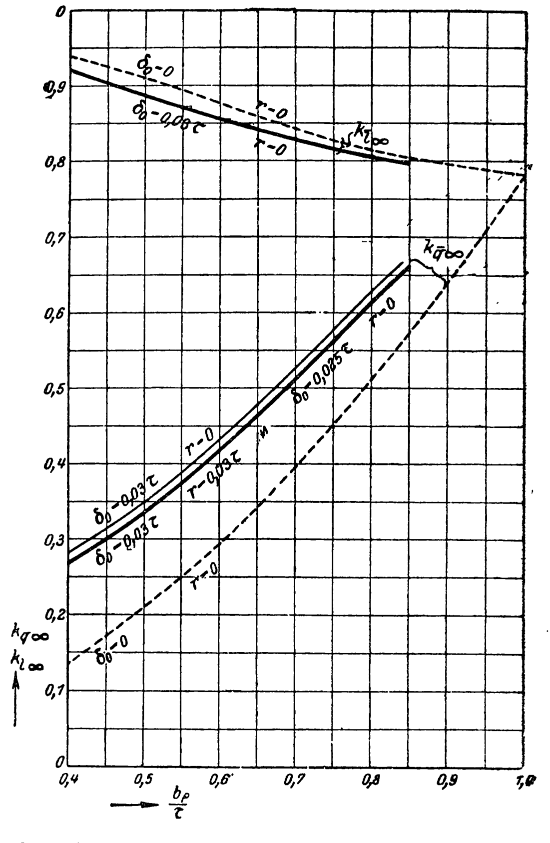
$$k_{\widetilde{l}\infty}\approx\frac{8}{3\pi}=0{,}85,\quad k_{\widetilde{q}\infty}\approx\frac{4}{3\pi}=0{,}425,\qquad(221\text{a и b})$$

но эти предельные коэфициенты страдают известной неопределенностью, потому что не все линии поля вблизи нейтральной зоны проходят через воздушный промежуток радиально и приближенное уравнение $\Lambda_q\approx\Lambda_l\approx\Lambda$ уже не действительно (см. также таблицу 9), что особенно сказывается на коэфициенте $k_{\widetilde{q}\infty}$.

Но в практических случаях воздушный промежуток под серединой полюса не бесконечно мал. Следствием этого является то, что и в междуполюсном пространстве образуется поле. Для полного тока ротора мы определили в § 1b поля в междуполюсном пространстве, для продольного и поперечного полных токов якоря их определение изложено будет в §§ 5a и b. Для каждого данного случая мы можем по картинам поля найти кривую $\Lambda(\gamma)$, $\Lambda_l(\gamma)$ и $\Lambda_q(\gamma)$ и вычислить по урав. (218a и b) коэфициенты $k_{l\infty}$ и $k_{q\infty}$. В виде примера на фиг. 170a—c показаны кривые поля и Λ при полюсном наконечнике, расчитанном на синусоидальную кривую поля, при $\delta_0=0{,}015$.

На фиг. 172a и b представлены полученные этим путем коэфициенты $k_{l\infty}$ и $k_{q\infty}$ в зависимости от величины $\alpha = b_p/\tau$ для различных случаев.

Рассмотрим сперва кривые для неизменной длины воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника $k_{l\infty}^{-}$ и $k_{q\infty}^{-}$ (на фиг. 172 a). При острых краях полюсов ($r = 0$) и $\delta_0 = 0{,}03$ величина $k_{q\infty}^{-}$ изображается тонкою сплошною кривой; она расположена, как мы видим, значительно выше пунктирной кривой, соответствующей бесконечно малой длине воздушного промежутка ($\delta_0 = 0$), то есть тому случаю, когда мы пренебрегаем полем в междуполюсном пространстве.

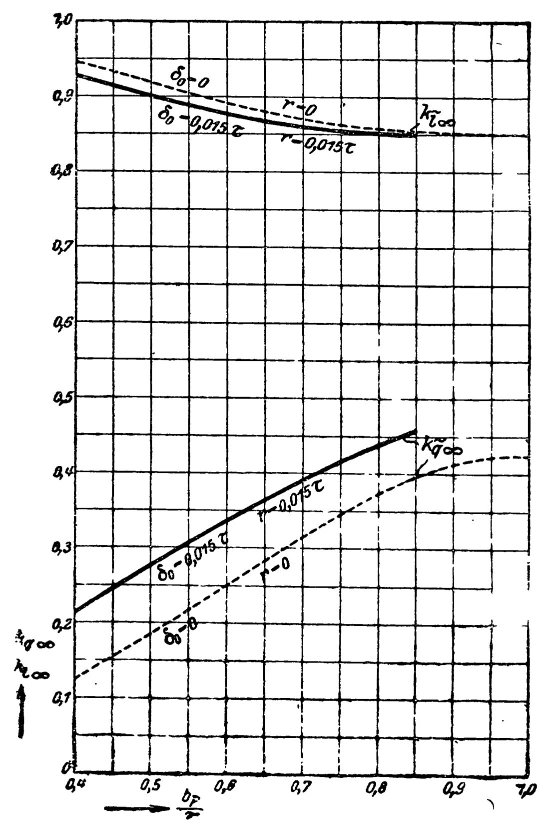


Фиг. 172 a. $k_{q\infty}^{-}$ и $k_{l\infty}^{-}$ для полюсных наконечников с неизменною вдоль полюсной дуги длиной воздушного промежутка.

Жирно вычерченная кривая для $k_{q\infty}^{-}$ действительна при той же длине воздушного промежутка $\delta_0 = 0{,}03\,\tau$, но при радиусе закругления краев полюсных наконечников $r = \delta_0$ $0{,}03\,\tau$. Вследствие этого $k_{q\infty}^{-}$ несколько понижается. Влияние длины воздушного промежутка δ_0 также видно из жирно вычерченной кривой, которая случайно действительна и при острых краях полюсов ($r = 0$) и $\delta_0 = 0{,}025\,\tau$; иными словами, уменьшение длины воздушного промежутка от $0{,}03\,\tau$ до $0{,}025\,\tau$ оказывает при острых краях полюсов такое же влияние на $k_{q\infty}^{-}$, как закругление краев полюсов $r = \delta_0$ при $\delta_0 = 0{,}03\,\tau$. Руководясь кривыми фиг. 172a, легко приближенно выбрать $k_{q\infty}^{-}$ для какого-либо практического случая. Для $k_{l\infty}^{-}$ построена только одна кривая при $r = 0$ и $\delta_0 = 0{,}03\,\tau$, так как здесь наличие закругления и практически возможное отклонение длины воздушного промежутка от величины $\delta_0 = 0{,}03\,\tau$ не оказывает заметного влияния на $k_{l\infty}^{-}$.

Для полюсных наконечников, рассчитанных на синусоидальную в их области кривую поля, $k_{l\infty}^{\sim}$ и $k_{q\infty}^{\sim}$ показаны на фиг. 172b жирными сплошными кривыми при $r = \delta_0 = 0{,}015\,\tau$. При других практи-

чески встречающихся значениях δ_0 и других радиусах закругления $k_{l\infty}^{\sim}$ изменяется незаметно, а изменение $k_{q\infty}^{\sim}$ может быть определено на-глаз по кривым для $k_{q\infty}^{-}$ при неизменной длине воздушного промежутка. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что при $r = \delta_0 = 0{,}015\,\tau$ (жирно вычерченная кривая) и $b_p/\tau = 0{,}8$ $k_{q\infty}^{\sim}$ уже больше, чем $k_{q\infty}^{\sim}$ пунктирной кривой при $b_p/\tau = 1$. Объясняется это тем, что для пунктирной кривой мы положили $\Lambda_q = \Lambda$, а это не вполне верно вблизи междуполюсного пространства. Жирно вычерченная кривая учитывает это влияние, потому что в области междуполюсного пространства она получена по картинам поля.



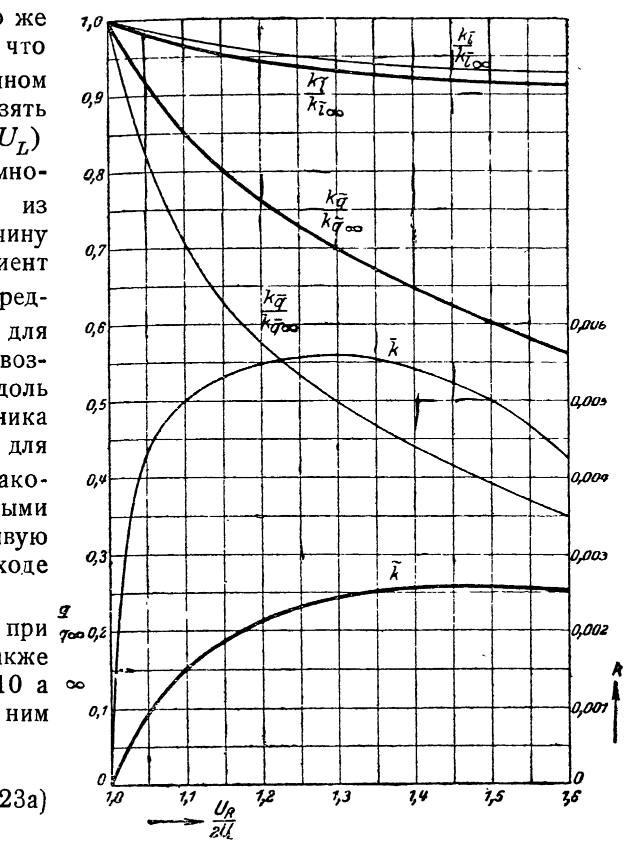
Фиг. 172 b. $k_{q\infty}^{\sim}$ и $k_{l\infty}^{\sim}$ для полюсных наконечников с синусоидальною в области полюсного наконечника кривою поля.

b. Влияние насыщения. По результирующей кривой поля для определенного случая нагрузки машины (определением этой кривой мы займемся в § 5) можно найти эффективный поперечный полный ток якоря Θ'_{Aq} и эффективный противодействующий полный ток якоря Θ'_{Ag}. Для этой цели нам надо разложить кривую поля на основные гармоники соответствующие поперечному полю B_{q_1} и продольному полу B_{l_1}. Тогда мы можем непосредственно взять из характеристики холостого хода $B_1(\Theta)$ соответствующий величине B_{q_1} эффективный поперечный полный ток якоря Θ'_{Aq} (см. фиг. 174) и вычислить по нему коэфициент

$$k_q = \frac{\Theta'_{Aq}}{\Theta_{Aq}}, \tag{222}$$

который действителен при положенном в основание кривой поля состоянии нагрузки. Всего точнее мы получим этот коэфициент, если в основу его определения мы положим кривые поля при $\psi = 0$, когда противодействующий полный ток якоря равен нулю. При этом оказывается, что отношение $k_q/k_{q\infty}$ как при полюсных наконечниках с неизменной длиной воздушного промежутка, так при рассчитанных на

синусоидальную кривую поля при холостом ходе, главным образом зависит только от отношения $U_R/2U_L$, которое играет определяющую роль для результирующей ЭДС E_r и может быть взято из кривой холостого хода $E(U_R)$. При нагрузках с $\psi \lesseqgtr 0$, как было установлено из многих кривых поля при том же определяющем собою ЭДС E_r отношении $U_R/2U_L$ приблизительно имеет место то же отношение $k_q/k_{q\infty}$, так что мы можем при определенном состоянии нагрузки взять из кривых $k_q/k_{q\infty}(U_R/2U_L)$ отношение $k_q/k_{q\infty}$ и, умножив его на взятую из фиг. 172 a или b величину $k_{q\infty}$, получить коэфициент k_q. Отношение $k_q/k_{q\infty}$ представлено на фиг. 173 для машин, у которых длина воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника неизменна $(k_{\bar{q}}/k_{\bar{q}\infty})$ и для машин с полюсными наконечниками, рассчитанными на синусоидальную кривую поля при холостом ходе $(k_{\tilde{q}}/k_{\tilde{q}\infty})$.



Фиг. 173. $k_q/k_{q\infty}$, $k_l/k_{l\infty}$ и k в функции от отношения $U_R/2U_L$ (относительной магнитной нагруженности якоря).

По кривым поля при $\psi = 0$ мы получаем также второй член в урав. (210 a и b) и сообразно с ним коэфициент k,

$$k = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_A} \frac{\delta_0}{b_P}, \quad (223a)$$

при неизменной вдоль полюсной дуги длине воздушного промежутка и

$$k = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_A} \frac{\delta_0}{\tau} \quad (223b)$$

при полюсном наконечнике, рассчитанном на синусоидальную кривую поля при холостом ходе. Здесь согласно урав. (208b) (см. фиг. 166)

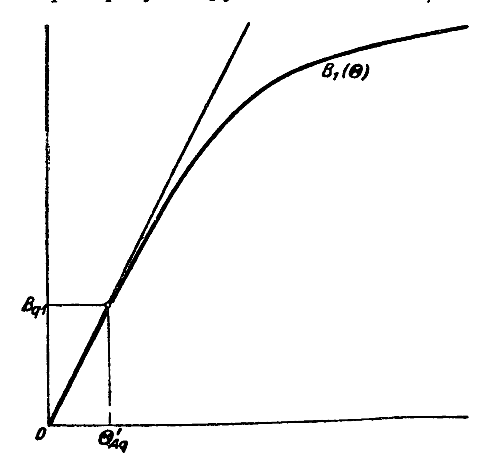
$$\Theta'_{Ag} = U_P^{+} - U_R^{1+}.$$

Так как при $\psi = 0$ величина Θ_{Ag} тоже равна нулю, то при индукции B_L имеем $U_P^{+} = U_R^{+}$, то-есть оно равно магнитному напряжению вдоль

воздушного промежутка зубцов и тела якоря на пути, который по средним линиям соседних полюсов проходит через воздушный промежуток и слой зубцов (см. фиг. 164 и 166). U_R^{1+} — это магнитное напряжение, которое соответствует B_{l_1} и которое мы берем из кривой холостого хода $B_1(U_R)$. В этом случае мы имеем всегда

$$U_R^{1+} < U_P^{+} = U_R^{+}.$$

Коэфициент k при определенной форме полюсного наконечника тоже главным образом является только функцией от отношения $U_R/2U_L$ при результирующей ЭДС E_r и, как это установлено из многих кривых поля, находится в слабой зависимости от угла сдвига фаз ψ. Он тоже представлен на фиг. 173 для машин с неизменною вдоль дуги полюсного наконечника длиной воздушного промежутка $(\bar{k})$ и для таких полюсных наконечников, при которых длина воздушного промежутка рассчитана на синусоидальную кривую поля при холостом ходе при бесконечно большой проницаемости $(\tilde{k})$.



Фиг. 174. Определение коэфициента k_q по характеристике холостого хода [уравнение (222)].

Для определения коэфициентов k_l мы должны воспользоваться кривыми поля, при которых поперечный полный ток якоря равен нулю, то-есть $\psi = \pm\pi/2$; тогда мы получаем

$$k_l = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_{Ag}} = \left|\frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_A}\right|, \qquad (224)$$

где согласно урав. (208 a и b) фиг. 166

$$\Theta'_{Ag} = U_P^{\pm} - U_R^{1\pm} \quad \text{и} \quad U_P^{\pm} = U_R^{\pm} \pm \Theta_A \qquad (224\text{a и b})$$

$U_R^{\pm}$ — это магнитное напряжение вдоль воздушных промежутков, зубцов и тела якоря на пути, проходящем по средним линиям смежных полюсов через воздушный промежуток и слой зубцов; $U_R^{1\pm}$ — это соответствующее индукции B_1 магнитное напряжение на кривой холостого хода $B_1(U_R)$. Знак $+$ относится к $\psi = +\pi/2$, знак — относится к $\psi = -\pi/2$.

Здесь мы тоже выражаем, как и для k_q отношение $k_l/k_{l\infty}$ в виде функции от величины $U_R/2U_L$ (см. фиг. 173), так что посредством умножения на $k_{l\infty}$, взятое из фиг. 172a и b, получаем k_l. Следовало бы ожидать, что для $\psi = +\frac{\pi}{2}$ и $\psi = -\frac{\pi}{2}$ получатся различные отно-

шения $k_l/k_{l\infty}$. Но оказывается, что различие между ними невелико. Объясняется это тем, что мы отнесли отношение $U_R/2U_L$ к основной волне B_1 в соответствии с кривой B_1 $(U_R) \sim E(U_R)$. Если бы мы это отношение отнесли к индукции в воздушном промежутке под серединою полюса, которую, впрочем, пришлось бы сначала определять сложным путем для каждого случая нагрузки, то получились бы заметные расхождения между значениями k_l при $\psi = +\frac{\pi}{2}$ и $\psi = -\frac{\pi}{2}$. Совпадение значений k_l при $\psi = \frac{\pi}{2}$ и $\psi = -\frac{\pi}{2}$ дает нам право брать отношение $k_l/k_{l\infty}$ из фиг. 173 и при любых других углах ψ, так что мы можем по урав. (210 a и b) при помощи значений k и $k_l/k_{l\infty}$, взятых из фиг. 173, и значений $k_{l\infty}$, взятых из фиг. 172 a или b, вычислять эффективный противодействующий полный ток для любого случая нагрузки. Определяющая величина $U_R/2U_L$ получается из кривой $E(U_R)$ при ЭДС $E = E_r$, где E_r является результирующею ЭДС, полученною из диаграммы напряжений (см. фиг. 161).

4. Полный ток ротора при нагрузке.

У машины с неявно выраженными полюсами мы получили для определенного состояния нагрузки требующийся полный ток ротора, в основном, как геометрическую разность между результирующими полным током и полным током якоря, причем результирующий полный ток был взят нами из характеристики холостого хода при ЭДС E_r, индуктируемой в воздушном промежутке основной волной результирующего поля. Этот способ неприменим к машине с явно выраженными полюсами, потому что кривая возбуждения ротора даже приближенно не представляет собою синусоиды и потому что длина воздушного промежутка в большинстве случаев тоже не остается неизменной вдоль окружности якоря. Здесь мы должны разложить результирующую ЭДС на продольную и поперечную ЭДС и определить полный ток ротора на основании суммы магнитного напряжения U_R, эффективного противодействующего полного тока якоря Θ'_{Ag} и напряжения ротора U_F В §§ 2 b — d мы уже изложили главнейшие части этого определения, так что в этом параграфе нам надо лишь резюмировать результаты предыдущих исследований.

a. $\Phi_1(U_R)$ и $\Phi_S(U_P)$ известны. При определенном состоянии нагрузки, то-есть при напряжении на зажимах U, тока I и угле сдвига фаз φ (см. фиг. 161), мы получаем, по известному способу складывая активное падение напряжения RI, реактивное падение напряжения $jX_\sigma I$ и напряжение на зажимах $\dot{U}$, результирующую ЭДС $\dot{E}_r$. Из кривой холостого хода $E(U_R)$ мы берем соответствующее величине $E = E_r$ магнитное напряжение U_R (см. фиг. 175) и находим отношение $U_R/2U_L$, причем $2U_L$, приближенно можно взять из прямолинейной части характеристики холостого хода при E_r. Для этого отношения мы берем из фиг. 173 отношение $k_q/k_{q\infty}$, находим из фиг. 172 a и b, смотря по форме по-

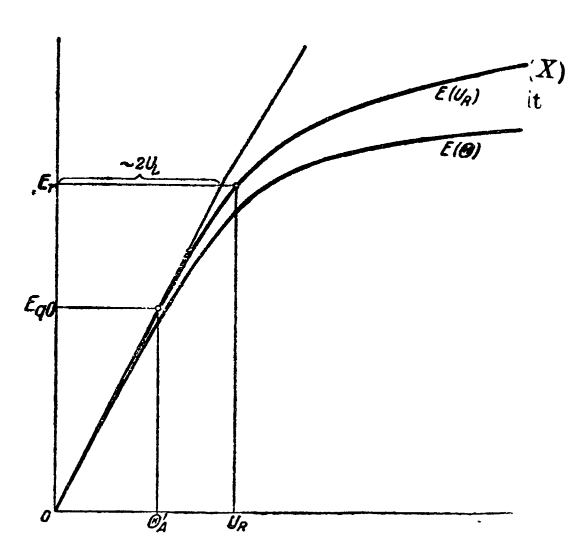
люсного наконечника, $k_{q\infty}$ и, перемножая обе эти величины, получаем k_q. Затем мы берем из прямолинейной части характеристики холостого хода при полном токе $\Theta'_A = k_q\Theta_A$, где Θ_A определяется по урав. (98), ЭДС E_{q_0} (см. фиг. 175) и откладываем ее на продолжении $jX_\sigma\dot{I}$ в диаграмме напряжений фиг. 161 (до точки F). Перпендикуляр, опущенный из конца вектора $\dot{E}_r$ на отрезок $\overline{A\dot{F}}$, отсекает на нем продольную ЭДС $\dot{E}_l$; угол между $\dot{I}$ и $\overline{A\dot{F}}$ представляет собою угол сдвига фаз ψ между током и продольной ЭДС.

Теперь мы можем вычислить эффективный противодействующий полный ток якоря

$$\Theta'_{Ag} = k_l\Theta_A \sin\psi + k\frac{b_P}{\delta_0}\Theta_A \cos\psi \qquad (210a')$$

при неизменной длине воздушного промежутка вдоль полюсного наконечника, или

$$\Theta'_{Ag} = k_l\Theta_A \sin\psi + k\frac{\tau}{\delta_0}\Theta_A \cos\psi \qquad (210b')$$



Фиг. 175. Определение $U_R/2U_L$ и E_{qO}.

при воздушном промежутке, рассчитанном на синусоидальную кривую поля при холостом ходе. Здесь надо взять k и $k_l/k_{l\infty}$, при помощи уже ранее найденного отношения $U_R/2U_L$ при результирующей ЭДС E_r, из фиг. 173, а $k_{l\infty}$—из фиг. 172a или b, смотря по форме полюсного наконечника. δ_0/τ—это отношение длины воздушного промежутка под серединою полюса к полюсному делению для гладкой поверхности якоря, заменяющей собой зубчатую поверхность.

Так как для определения полного тока ротора мы должны ввести поток рассеяния, то рекомендуется начертить кривые холостого хода, получившиеся согласно сказанному в § 1 e, в масштабе потока (фиг. 176). При помощи продольной ЭДС E_l — в диаграмме напряжений (фиг. 161) мы получаем поток основной волны

$$\Phi_{l_1} = \frac{E_l}{4{,}44fw\xi_1}, \qquad (225)$$

и при его помощи берем из кривой $\Phi_1(U_R)$ магнитное напряжение U_R. Тогда величина $U_P = U_R + \Theta'_{Ag}$ представляет собою магнитное напря-

жение между полюсными наконечниками, которому поток рассеяния пропорционален, так что он может быть взят из прямой $\Phi_S(U_P)$. Входящий из полюсного наконечника в поверхность якоря поток (главный) не совсем равен получающемуся при холостом ходе, но его невозможно определить, не зная кривой поля при нагрузке. Поэтому мы полагаем главный поток в роторе $\Phi \approx \Phi_{l_1}$ и при помощи $\Phi_K = \Phi_{l_1} + \Phi_S$ берем из кривой $\Phi_K(U_F)$ магнитное напряжение U_F, которое в сумме с U_P дает полный ток ротора Θ при нагрузке.

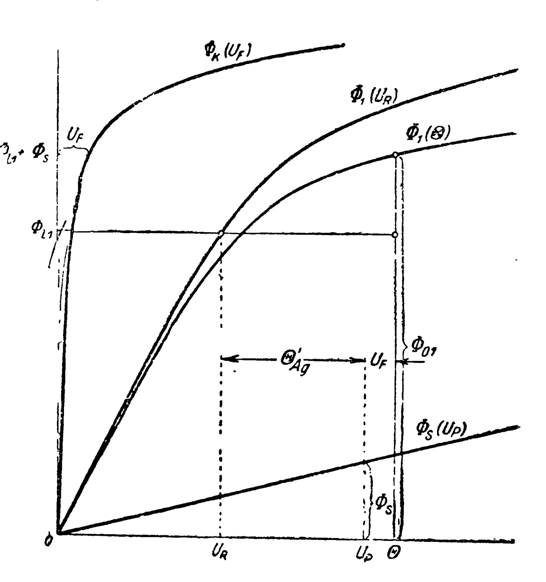
Этому полному току соответствует по кривой $\Phi_1(\Theta)$ поток холостого хода Φ_{01}, которому соответствует напряжение холостого хода

$$U_0 = \Phi_{01} \cdot 4{,}44 f w \xi_1. \qquad (226a)$$

Отсюда для изменения напряжения мы получаем величину

$$v = \frac{U_0 - U}{U}. \qquad (226)$$

В § E 1 *f* мы еще раз займемся определением полного тока ротора при нагрузке с $\cos\psi = 0$ и покажем, как отсюда можно приблизительно найти полный ток ротора при нагрузке с любым ψ.



Фиг. 176. Определение полного тока ротора при нагрузке.

b. $\Phi_1(U_R)$ и $\Phi_S(U_P)$ взяты приближенно. Указанное в предыдущем параграфе a определение полного тока ротора и изменения напряжения основано не только на характеристике холостого хода $\Phi_1(\Theta)$, но еще и на кривых $\Phi_1(U_R)$ и $\Phi_K(U_F)$, а также на прямой $\Phi_S(U_P)$, которые при вычислении характеристики холостого хода, правда, получаются непосредственно, но экспериментально не могут быть получены простым путем. Если нам дана только характеристика холостого хода, то напряжение ротора U_F и полный ток Θ можно приближенно определить следующим образом (см. фиг. 177).

Сперва полагают $\Phi_1(U_R)$ приблизительно совпадающей с касательной, проведенной через начало координат к характеристике холостого хода; в действительности эта кривая в области, практически заслуживающей внимания, обладает незначительной кривизной. Далее, полагают поток рассеяния при холостом ходе и номинальном напряжении (в соответствии с Φ_{1N}) равным Φ_{SN} и проводят через точку $(U_{RN}, \Phi_{SN}$ прямую $\Phi_S(U_P)$; чтобы не затемнять чертежа на фиг. 177, мы не отло-

жили на нем U_{RN} и Φ_{SN}. При помощи найденной по диаграмме фиг. 161 продольной ЭДС вычисляют Φ_{l_1}, складывают Θ'_{Ag} с напряжением U'_R, соответствующим Φ_{l_1}, берут при помощи этой суммы U_P поток рассеяния Φ_S из прямой $\Phi_S(U_P)$ и проводят прямую через точки $(0, \Phi_{l_1} + \Phi_S)$ и (U_P, Φ_{l_1}). Горизонтальное расстояние точки пересечения этой прямой с $\Phi_1(U_R)$ от характеристики холостого хода $\Phi_1(\Theta)$ является тогда магнитным напряжением U_F, которое нужно сложить с U_P, чтобы получить полный ток ротора Θ. Обоснование этого построения непосредственно вытекает из того, что U_F выражает напряжение ротора при холостом ходе с главным потоком Φ_1' и потоком рассеяния Φ_S' на фиг. 177 и что $\Phi'_1 + \Phi_S' = \Phi_{l_1} + \Phi_S$.

Φ_1' и следовательно соответственный полный ток ротора U_F мы можем при прямолинейности $\Phi'_1(U_R)$ вычислить также, не имея кривой $\Phi_S(U_P)$ [Л 49]. Обозначив, для сокращения

$$\Phi_1(U_R) = GU_R, \quad \Phi_S(U_P) = G_S U_P \quad \text{и} \quad \sigma_2 = \frac{G_S}{G}, \tag{227a—c}$$

мы получаем

$$\Phi_S - \Phi'_S = G_S(U_R + \Theta'_{Ag}) - G_S U_R \frac{\Phi_{l_1} + \Phi_S - \Phi'_S}{\Phi_{l_1}} =$$

$$= G_S\Theta'_{Ag} - G_S U_R \frac{\Phi_S - \Phi'_S}{\Phi_{l_1}} \tag{228a}$$

или

$$\Phi_S - \Phi'_S = \frac{G_S\Theta'_{Ag}}{1 + \dfrac{G_S U_R}{\Phi_{l_1}}} = \frac{G_S\Theta'_{Ag}}{1 + \sigma_2}. \tag{228b}$$

Отсюда

$$\Phi'_1 = \Phi_{l_1} + \Phi_S - \Phi'_S = \Phi_{l_1}\left(1 + \frac{G_S\Theta'_{Ag}}{\Phi_{l_1} + G_S U_R}\right) \tag{229a}$$

или

$$\underline{\Phi'_1 = \Phi_{l_1}\left(1 + \frac{\sigma_2}{1 + \sigma_2}\frac{\Theta'_{Ag}}{U_R}\right)}, \tag{229}$$

где σ_2 — коэфициент рассеяния ротора в нижней части характеристики холостого хода.

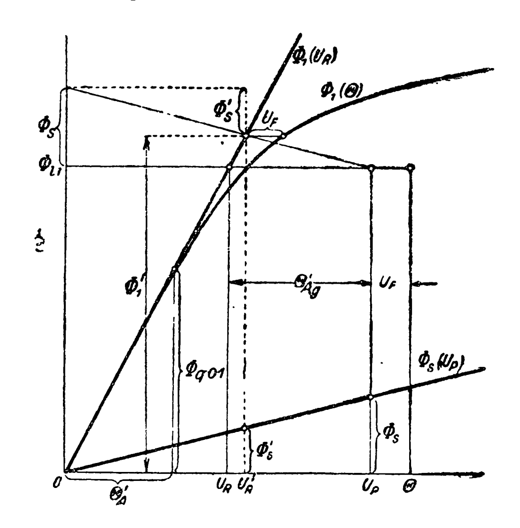
Так как в этой нижней части мы считаем кривую $\Phi_1(U_R)$ прямолинейной, то должны задаться отношением $U_R/2U_L$, которым определяются коэфициенты k_q, k_l и k, необходимые нам для вычисления Θ'_A и Θ'_{Ag}. Отношение $U_R/2U_L$ заключено, обычно, если $E_r = U_N$, в пределах $1{,}02 < U_R/2U_L < 1{,}08$, а при номинальной мощности и $\cos\varphi = 0{,}7$ приблизительно в пределах

$$1{,}05 < U_R/2U_L < 1{,}15.$$

с. Упрощенный способ. При желании пренебречь отклонением рассеяния ротора, происходящего в действительности, от того рассеяния, которое происходит при холостом ходе с результирующим продольным

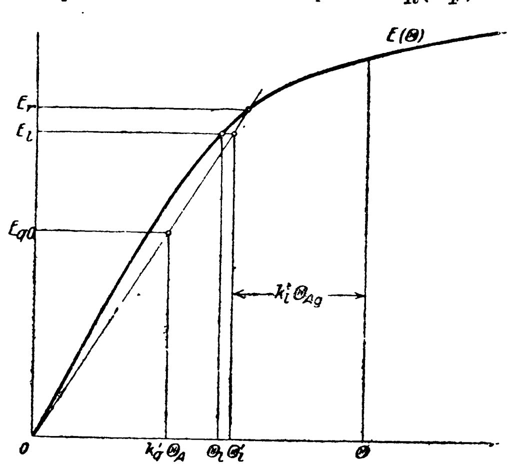
полным током, или предусмотреть его лишь приблизительно и отказаться от нахождения коэфициентов k_{q_1} k_l и k в зависимости от $U_R/2U_L$, рекомендуется воспользоваться следующим способом (см. также [Л 53]).

Через точку результирующей, полученной из диаграммы напряжений ЭДС E_r на характеристике холостого хода, проводят прямую из начала координат (фиг. 178). На этой прямой для $k'_q\Theta_A$ берут ЭДС $\dot{E}_{q_0}$, определяют по известному нам способу (см. фиг. 161) продольную ЭДС E_l и берут на этой же прямой, проходящей через E_r, тот полный ток Θ_l', который соответствует E_l. Складывая Θ_l' с $k_l'\Theta_{Ag}$, получают полный ток ротора Θ.



Фиг. 177. Определение полного тока ротора, когда неизвестна кривая $\Phi_K(U_F)$.

Если положить $k'_q \approx k_{q\infty}$, то при этом определении зависимость поперечного поля якоря от степени насыщения в якоре приблизительно учтена. Влияние поперечного поля якоря на увеличение полного тока ротора выражается в том, что $\Theta_l' > \Theta_l$ (ср. фиг. 178); влияние добавочного рассеяния ротора при невозбужденных машинах можно учитывать, полагая k_l' примерно равным от 1,05 до 1,20$k_{l\infty}$.



Фиг. 178. Упрощенное определение полного тока ротора.

5. Кривая поля при нагрузке.

При определении этой кривой поля мы должны сперва рассмотреть отдельно части ее в междуполюсном пространстве и в области полюсного наконечника. Для междуполюсного пространства можно пренебречь магнитным напряжением вдоль путей в якоре. Поэтому нет надобности сразу же определять результирующее поле в междуполюсном пространстве: можно определить отдельно фиктивные кривые поля от продольного и поперечного полных токов, подобно тому, как это мы сделали у машины постоянного тока (фиг. 324a и b тома I), а затем их суммировать.

Это облегчает вычерчивание картин поля. Можно пойти в этом

направлении еще дальше и определять отдельно фиктивные поля от полного тока ротора и продольного полного тока статора. Это выгодно в том отношении, что, имея по одной картине поля для полного тока ротора, для продольного полного тока статора и для поперечного полного тока статора, мы можем найти кривую поля в междуполюсном пространстве при всех состояниях нагрузки машины, то-есть при любом полном токе ротора, якорном токе и угле сдвига фаз ψ. Кривая поля, создаваемая ротором, уже определена нами в § 1 с. Здесь нам остается еще заняться кривыми поля, создаваемыми продольным и поперечным полными токами статора.

а. Продольное поле якоря в междуполюсном пространстве. При вычерчивании картины поля мы поступаем так же, как и в случае машины постоянного тока (§§ III А 1 и 4 b). Концевые точки линий уровня заканчиваются на окружности якоря, но не делят ее на равные части, как у машины постоянного тока, потому что линейная нагрузка вдоль окружности якоря здесь не постоянна, а распределена синусоидально.

На фиг. 179 кривая

$$a_l = \frac{\pi}{\tau}\,\frac{\Theta_{Al}}{2}\cos\frac{\pi}{\tau}x \tag{230a}$$

изображает линейную нагрузку продольного полного тока якоря Θ_{Al}. Если обозначить потенциал на окружности якоря в нейтральной зоне через 0, то потенциал в месте x на окружности якоря равен

$$U(x) = \int\limits_0^x a_l dx = \frac{\Theta_{Al}}{2}\sin\frac{\pi}{\tau}x. \tag{230b}$$

Точки 0, $x_1 \ldots x_k \ldots x_n$ на окружности якоря, в которых оканчиваются линии уровня, делящие магнитное напряжение

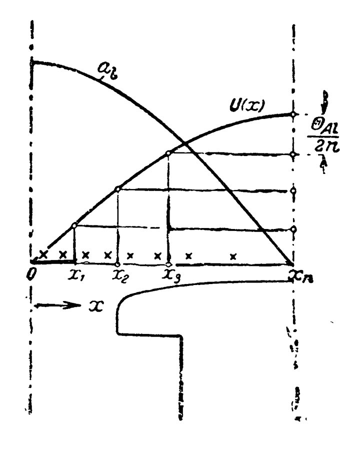
$$U\left(\frac{\tau}{2}\right) = \frac{\Theta_{Al}}{2} \tag{230c}$$

на n равных частей, мы получаем из уравнения

$$\frac{k}{n}\,\frac{\Theta_{Al}}{2} = \frac{\Theta_{Al}}{2}\sin\frac{\pi}{\tau}x_k, \tag{230d}$$

откуда

$$x_k = \frac{\tau}{\pi}\arcsin\frac{k}{n} \tag{230}$$



Фиг. 179. Определение точек на окружности якоря, которые делят на равные части продольный полный ток якоря.

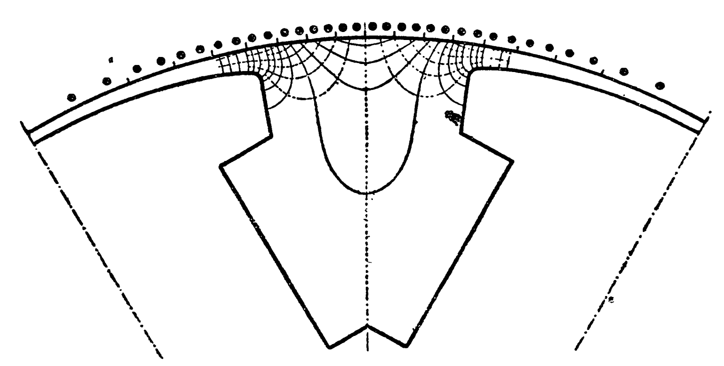
(см. фиг. 179). Тем самым определяются концевые точки линий уровня и мы можем по известному нам способу построить квадратную сетку линий поля и линий уровня (на фиг. 180 с 16-кратным подразделением). Вычисление картины поля производится по урав. (192a) § 1b. При этом вместо U_P надо подставить Θ_{Al}.

Из картины поля мы получаем фиктивную проницаемость

$$\Pi_{l_0} = b_L \frac{2\delta_0}{\Theta_{Al}} \approx 1{,}257 \frac{\delta_0}{n\alpha_n} \text{ G} \cdot \text{cm/A}. \tag{231}$$

Умножив фиктивную проницаемость Π_{L_0} в G · cm/A ($= \Pi_{l_0} \cdot 10^{-8}$ H/cm) на напряжение поля $\Theta_{Al}/2\delta_0$ A/cm, действующее под серединою полюса, мы получим индукцию b_L гауссов в том месте окружности якоря, где мы взяли α_n.

Как и в § 1b, мы и здесь покажем для различных случаев полученные из картин поля кривые поля в междуполюсном пространстве.



Фиг. 180. Силовые (————) и эквипотенциальные (– – – –) линии продольного поля якоря в междуполюсном пространстве. 16-кратное подразделение единичных трубок.

Рассмотрим сперва случаи, когда воздушный промежуток вдоль дуги полюсного наконечника не изменяется, и снова введем длину его δ_K' на расстоянии r (радиус закругления) от края полюса (см. эскиз на фиг. 148 вверху слева).

δ'_K следует отнести к цилиндрической поверхности, которою заменена зубчатая поверхность якоря.

При острых краях полюсов и отношении полюсной дуги к полюсному делению $b_P/\tau = 2/3$ фиктивная проницаемость

$$\Pi_l = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Al}} \approx 1{,}257 \frac{\delta'_K}{n\alpha_n} \text{ G} \cdot \text{cm/A} \tag{232}$$

приведена для того же, что и в таблице 10, параметра

$$P = \frac{\delta'_K}{\tau - b_P}, \tag{232a}$$

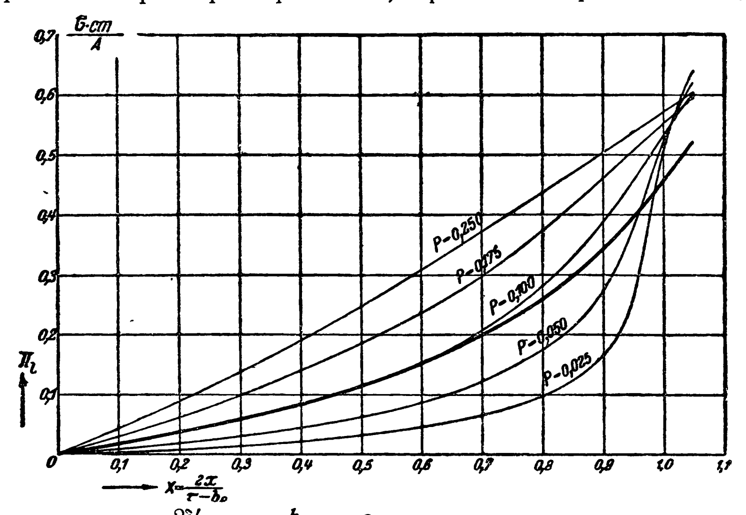
и для различных

$$X = \frac{2x}{\tau - b_P} \tag{232b}$$

в таблице 12 и, кроме того, показана на фиг. 181 тонкими линиями в виде функции от X. Отсюда мы получаем кривую b_L гауссов в междуполюсном пространстве, умножая фиктивную проницаемость Π_l в G · cm/A на напряженность поля

$$\frac{\Theta_{Al}}{2\delta'_K} \text{ A/cm}.$$

Влияние радиуса закругления края полюса r выражается так же, как в отношении поля, создаваемого ротором в междуполюсном пространстве. При параметре $P = 0{,}1$ фиктивная проницаемость, полу-



Фиг. 181. $\Pi_l = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Al}}$ при $\frac{b_P}{\tau} = \frac{2}{3}$ и различных $P = \delta'_K(\tau - b_P)$.
——— острые края полюсных наконечников, ——— закругление $r = \delta'_K$

ченная на основании картины поля для $r = \delta'_K$ указана в таблице 12 и представлена жирной кривою на фиг. 181. При других параметрах и том же радиусе закругления $r = \delta'_K$ фиктивная проницаемость Π_l у края полюса $(X = 2x/(\tau - b_P) = 1)$ понижается по сравнению с $r = 0$ в том же отношении, как при параметре $P = 0{,}1$. При других радиусах закругления r, не равных δ'_K, можно с достаточным приближением уменьшить ординату Π_l при $X = 1$ в том же отношении, как соответственные ординаты Y у поля полюсного колеса (см. фиг. 149). С помощью точки $(1, \Pi_l)$ для любых радиусов закругления можно тогда по образцу фиг. 148 (для поля полюсного колеса) приближенно построить кривые для закругленных краев полюсов; они должны постепенно переходить в кривые, соответствующие острым краям полюсов (изображенные тонкими линиями на фиг. 181) при том же параметре.

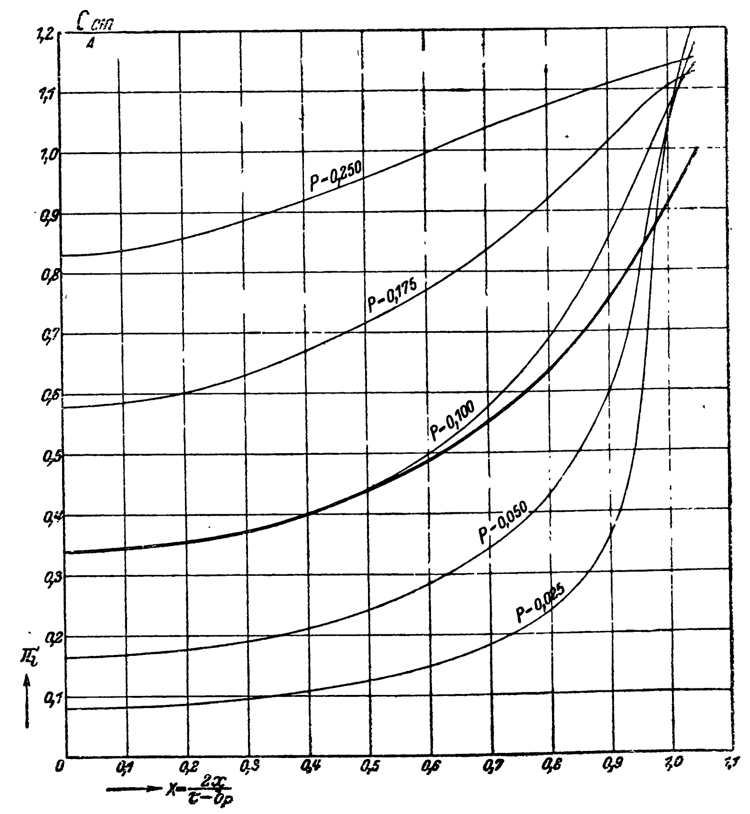
В то время как для поля полюсного колеса кривые $Y = f(X)$ на фиг. 148 справедливы при любых значениях b_P/τ, так как полный ток

Таблица 12.

К вычислению продольного поля якоря в междуполюсном пространстве. $\Pi_l = b_L \times 2\delta'_K/\Theta_{Al}$ в G cm/A при $b_P/\tau = 2/3$ и различных $X = 2x/(\tau - b_P)$ (отношение расстояния от середины междуполюсного пространства к половине его ширины) и $P = \delta'_K/(\tau - b_P)$ (отношение воздушного промежутка у края полюса при гладком якоре к ширине междуполюсного пространства); ср. фиг. 148 наверху слева и 181. $\Pi'_l = b_L \cdot 2\delta'_K/\Theta_{Al} \sin\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \frac{\pi}{2}\right)$ в G cm/A при любых b_P τ и различных $\sin \pi x/\tau$ и P; ср. фиг. 182.

X	$\sin \frac{\pi}{\tau} x$	Острые края полюсов										$r = \delta'_K$	
		$P = 0{,}025$		0,050		0,100		0,175		0,250		$P = 0{,}100$	
		Π_l	Π_l'	Π_l	Π_l'	Π_l	Π_l'	Π_l	Π_l'	Π_l	Π_l'	Π_l	Π_l'
0	0	0	0,080	0	0,165	0	0,340	0	0,578	0	0,832	0	0,340
0,1	0,052	0,004	0,082	0,009	0,168	0,018	0,344	0,030	0,584	0,044	0,839	0,018	0,344
0,2	0,104	0,009	0,086	0,018	0,176	0,037	0,355	0,062	0,601	0,089	0,856	0,037	0,355
0,3	0,156	0,015	0,095	0,030	0,190	0,058	0,372	0,098	0,630	0,138	0,884	0,058	0,372
0,4	0,208	0,022	0,106	0,044	0,211	0,083	0,400	0,159	0,669	0,191	0,916	0,083	0,400
0,5	0,259	0,032	0,125	0,062	0,241	0,114	0,440	0,185	0,714	0,247	0,955	0,114	0,439
0,6	0,309	0,046	0,049	0,088	0,285	0,154	0,498	0,238	0,770	0,308	0,995	0,151	0,488
0,7	0,358	0,066	0,184	0,123	0,344	0,206	0,576	0,299	0,836	0,371	1,036	0,197	0,552
0,8	0,407	0,098	0,240	0,175	0,430	0,280	0,689	0,374	0,918	0,437	1,074	0,259	0,637
0,9	0,454	0,165	0,363	0,272	0,598	0,388	0,855	0,461	1,014	0,504	1,110	0,343	0,755
0,95	0,477	0,262	0,550	0,382	0,800	0,457	0,959	0,508	1,064	0,537	1,124	0,396	0,831
1,00	0,500	0,515	1,030	0,520	1,040	0,532	1,065	0,552	1,104	0,569	1,139	0,458	0,916
1,05	0,523	0,639	1,220	0,620	1,185	0,599	1,145	0,592	1,130	0,603	1,152	0,523	1,000

сосредоточен в междуполюсном пространстве, для продольного поля якоря это уже не имеет места. Линейная нагрузка уменьшается по направлению от середины междуполюсного пространства к краям полюсов в большей мере при широких междуполюсных пространствах, чем при узких. Однако, как это удалось установить путем вычисления картин



Фиг. 182. $\Pi'_l = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Al}} \cdot \frac{1}{\sin\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}$ при любых b_P/τ;

в остальном, как на фиг. 181.

поля для $b_P = 0{,}55\tau$ и $b_P = 0{,}75\tau$, фиктивная проницаемость, отнесенная к напряженности поля:

$$\frac{\Theta_{Al} \sin \frac{\pi}{\tau} x}{2\delta_K'},$$

и равная

$$\Pi_l' = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Al}} \cdot \frac{1}{\sin \frac{\pi}{\tau} x} = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Al}} \cdot \frac{1}{\sin\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (233a)$$

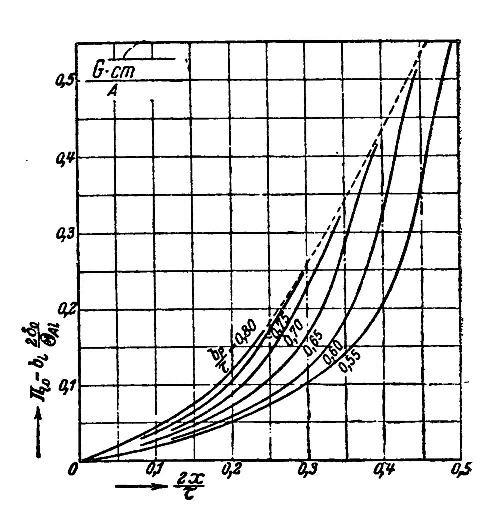
практически не зависит от значения, b_P/τ, иными словами b_L при том же параметре P зависит только от соответственного значения кривой продольного полного тока якоря $\frac{1}{2}\Theta_{Al}\sin\frac{\pi}{\tau}x$ в пределах междуполюсного пространства. Поэтому в таблице 12 приведены также значения

$$\Pi_l' = b_l \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Al}\sin\frac{\pi}{\tau}x}\ \mathrm{G\,cm/A}, \qquad (233b)$$

практически действительные при любых значениях b_P/τ; на фиг. 182 представлена кривая $\Pi_l' = f(X)$. Умножая фиктивную проницаемость Π_l' на напряженность поля

$$\frac{\Theta_{Al}\sin\left(\frac{2x}{\tau - b_P}\cdot\frac{\tau - b_P}{\tau}\,\frac{\pi}{2}\right)}{2\delta_K'},$$

мы получаем кривую поля в междуполюсном пространстве.



Фиг. 183. $\Pi_{l_0} = b_L \cdot 2\delta_0/\Theta_{Al}$. Продольное поле якоря в междуполюсном пространстве при различных b_P/τ; форма полюсного наконечника согласно урав. (184а).

Представленными на фиг. 181 и 182 кривыми мы можем, как в § 1b, пользоваться и в тех случаях, когда воздушный промежуток сужается по направлению от края к середине полюса, потому что поле под полюсным наконечником оказывает практически ничтожно малое влияние на поле в междуполюсном пространстве. В виду большого практического значения, которое имеет полюсный наконечник, рассчитанный на приблизительно синусоидальную кривую поля в области полюсной дуги, найденные для этого случая по картинам поля фиктивные проницаемости [урав. (231)] при $\delta_0 = 0{,}015$ и $r = \delta_0$ сопоставлены в таблице 13 в виде функции от $2x/\tau$ для различных значений b_P/τ и нанесены на фиг. 183; это изображение согласуется с фиг. 152.

b. Поперечное поле якоря в междуполюсном пространстве. Картину поля, обусловленного поперечным полным током якоря, нужно составлять так же, как для продольного полного тока якоря. Если при определении тех точек на окружности якоря, в которых оканчиваются линии уровня (фиг. 184), пометить нулем не середину междуполюсного пространства, а середину полюса, то результирующая линейная нагрузка поперечного полного тока якоря будет равна

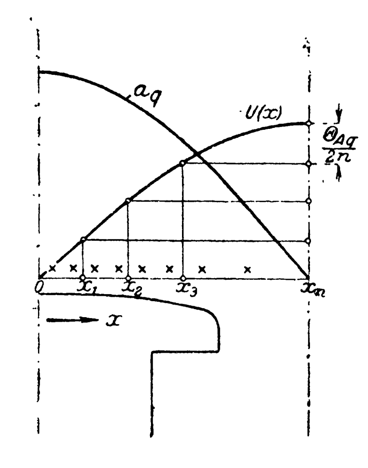
$$a_q = \frac{\pi}{\tau}\,\frac{\Theta_{Aq}}{2}\cos\frac{\pi}{\tau}x \qquad (234)$$

Таблица 13.

Продольное поле якоря в междуполюсном пространстве при полюсных наконечниках по урав. (184 а).

$\Pi_{l_0} = b_L \cdot 2\delta_0/\Theta_{Al}$ в G cm/A при различных $2x/\tau$ (отношение расстояния от середины междуполюсного пространства к половине полюсного деления) и различных b_P/τ (отношение ширины полюсной дуги к полюсному делению) $\delta_0/\tau = 0{,}015$ $r = \delta_0$. См. фиг. 183.

	$b_P/\tau =$					
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80
0	0	0	0	0	0	0
0,04	0,005	0,006	0,008	0,010	0,013	0,015
0,08	0,013	0,016	0,020	0,024	0,028	0,034
0,12	0,023	0,028	0,034	0,040	0,047	0,055
0,16	0,035	0,041	0,050	0,060	0,070	0,083
0,20	0,050	0,058	0,070	0,088	0,104	0,119
0,24	0,068	0,077	0,098	0,130	0,155	0,167
0,28	0,089	0,104	0,137	0,191	0,219	0,226
0,32	0,116	0,143	0,200	0,268	0,288	0,290
0,36	0,151	0,206	0,321	0,325	0,361	0,361
0,40	0,208	0,327	0,428	—	—	—
0,44	0,314	0,493	—	—	—	—
0,48	0,506	—	—	—	—	—



Фиг. 184. Определение тех точек на окружности якоря, которые делят на равные части поперечный полный ток якоря.

[см. урав. (230а)], и тогда и здесь будет справедливым урав. (230) для тех мест на окружности якоря, где кончаются линии уровня. На фиг. 185 показана картина поля от поперечного полного тока якоря при 8-кратном подразделении ($n = 8$) магнитного напряжения $U\left(\frac{\tau}{2}\right) = \frac{\Theta_{Aq}}{2}$, по которой мы путем вычисления по урав. (192а) (§ 1b), где вместо U_P надо подставить Θ_{Aq}, получаем фиктивную проницаемость

$$\Pi_{q_0} = b_L \cdot \frac{2\delta_0}{\Theta_{Aq}} \approx 1{,}257 \frac{\delta_0}{n\alpha_n} \text{ G} \cdot \text{cm/A} \quad (235)$$

При неизменном вдоль дуги полюсного наконечника воздушном промежутке, острых краях полюсов и $b_P/\tau = {}^2/_3$, в таблице 14 указана полученная на основании картин поля фиктивная проницаемость

$$\Pi_q = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Aq}} \approx 1{,}257 \frac{\delta'_K}{n\delta_n} \text{ G cm/A} \quad (236)$$

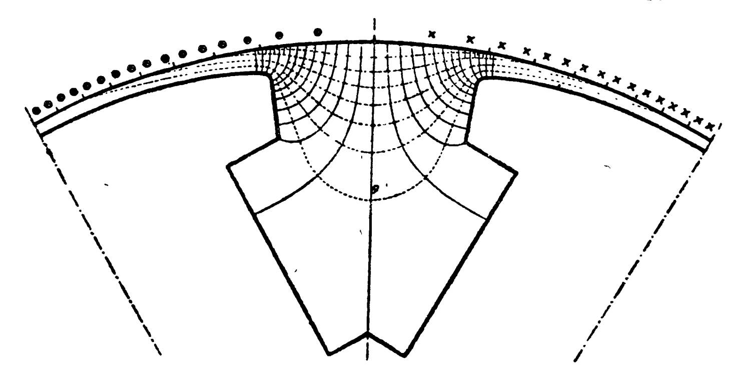
Таблица 14.

К расчету поперечного поля якоря в междуполюсном пространстве.

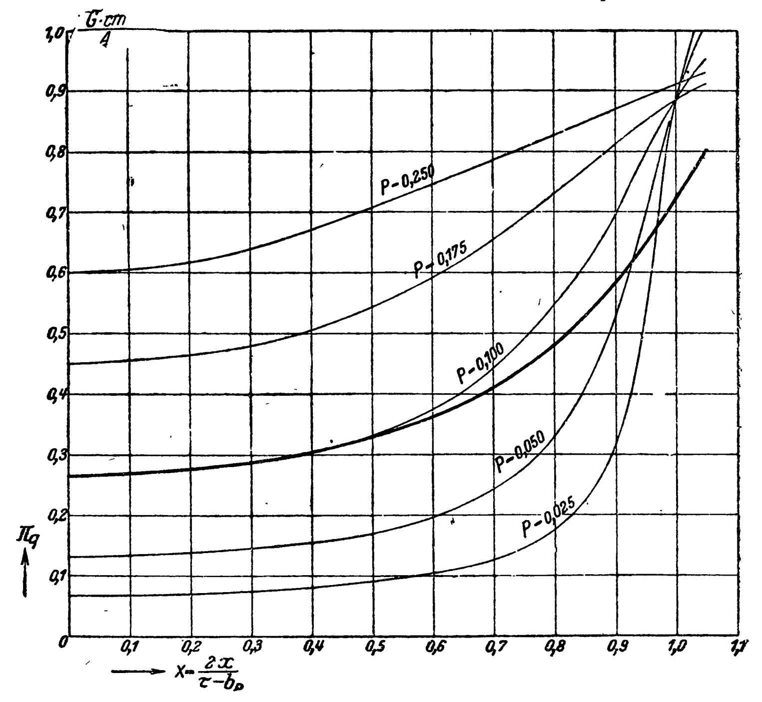
$\Pi_q = b_L \cdot 2\delta'_K/\Theta_{Aq}$ в G cm/A для $b_P/\tau = 2/3$ и различных $X = 2x(\tau - b_P)$ (отношение расстояния от середины междуполюсного пространства к половине его ширины) и $P = \delta'_K(\tau - b_P)$ (отношение длины воздушного промежутка у края полюса при гладком якоре к ширине междуполюсного пространства); см. фиг. 186. $\Pi'_q = b_L \cdot 2\delta'_K/\Theta_{Aq} \cdot \cos\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \frac{\pi}{2}\right)$ в G cm/A при любых b_P/τ в различных $\cos \pi x/\tau$ и P; ср. фиг. 187.

X	$\cos \frac{\pi}{\tau} x$	Острые края полюсов										$r = \delta'_K$	
		$P = 0{,}025$		0,050		0,100		0,175		0,250		$P = 0{,}100$	
		Π_q	Π'_q	Π_q	Π'_q	Π_q	Π'_q	Π_q	Π'_q	Π_q	Π'_q	Π_q	Π'_q
0	1,000	0,067	0,067	0,132	0,132	0,264	0,264	0,450	0,450	0,600	0,600	0,264	0,264
0,1	0,999	0,068	0,068	0,134	0,134	0,269	0,269	0,455	0,455	0,604	0,604	0,269	0,269
0,2	0,995	0,070	0,070	0,139	0,140	0,275	0,276	0,465	0,467	0,617	0,620	0,275	0,276
0,3	0,988	0,073	0,074	0,145	0,147	0,286	0,290	0,479	0,485	0,638	0,646	0,286	0,290
0,4	0,978	0,078	0,080	0,156	0,160	0,303	0,310	0,505	0,516	0,670	0,685	0,303	0,310
0,5	0,966	0,089	0,092	0,169	0,175	0,329	0,341	0,541	0,560	0,705	0,730	0,328	0,339
0,6	0,951	0,104	0,109	0,196	0,206	0,374	0,393	0,590	0,620	0,743	0,781	0,363	0,381
0,7	0,934	0,126	0,135	0,243	0,260	0,440	0,471	0,654	0,700	0,782	0,837	0,411	0,440
0,8	0,914	0,175	0,192	0,330	0,361	0,548	0,600	0,731	0,800	0,825	0,902	0,480	0,525
0,9	0,891	0,321	0,360	0,526	0,590	0,695	0,780	0,814	0,913	0,869	0,975	0,583	0,654
0,95	0,879	0,536	0,610	0,694	0,790	0,797	0,907	0,866	0,974	0,889	1,011	0,648	0,738
1,00	0,866	0,884	1,020	0,884	1,020	0,888	1,024	0,890	1,026	0,910	1,050	0,722	0,833
1,05	0,853	1,036	1,215	1,007	1,180	0,955	1,120	0,913	1,070	0,930	1,090	0,802	0,940

для того же параметра P [урав. (232а)], как в таблицах 10 и 12, и представлена на фиг. 186 тонкими линиями в виде функции от X



Фиг. 185. Силовые (————) и эквипотенциальные (—·—·—) линии поперечного поля якоря в междуполюсном пространстве. 8-кратное подразделение единичных трубок.

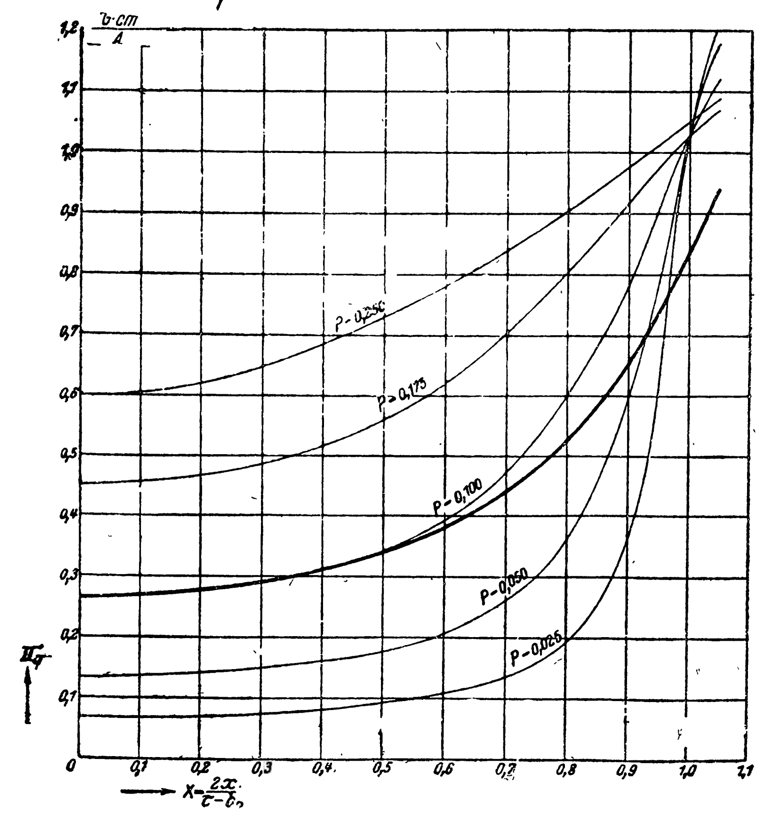


Фиг. 186. $\Pi_q = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Aq}}$ при $\frac{b_P}{\tau} = \frac{2}{3}$ и различных $P = \delta'_K(\tau - b_P)$.

———— острые края полюсных наконечников, ▬▬▬ закругление $r = \delta'_K$.

[урав. (232b)]. Жирная сплошная кривая действительна при радиусе закругления $r = \delta'_K$ и параметре $P = 0{,}1$. Здесь тоже следует при том же радиусе закругления $r = \delta'_K$ сокращать для других параметров

P фиктивную проницаемость Π_q при $X = 1$ в том же отношении по сравнению с $r = 0$, как при параметре $P = 0{,}1$. Подобным же образом можно для других радиусов закругления с достаточным приближением уменьшать ординату Π_q при $X = 1$ в том же отношении, как соответственные ординаты Y поля у полюсного колеса (фиг. 149), а в остальной части считать кривую совпадающей с тонкими сплошными кривыми.



Фиг. 187. $\Pi'_q = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Aq}} \frac{1}{\cos\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}$ при различных b_P/τ; в остальном, как на фиг. 186.

У поперечного поля якоря кривые на фиг. 185 тоже справедливы только при отношении $b_P/\tau = 2/3$, потому что линейная нагрузка возрастает по направлению от середины междуполюсного пространства к краю полюса в большей мере при более широких и в меньшей при более узких междуполюсных пространствах. Путем вычисления кривых поля для $b_P = 0{,}55\,\tau$ и $b_P = 0{,}75\,\tau$ удалось установить, что при том же параметре P величина b_L зависит только от соответственного значения кривой поперечного полного тока якоря $\frac{1}{2}\Theta_{Aq}\cos\frac{\pi}{\tau}x$ в пределах

междуполюсного пространства, так что отнесенная к этому значению фиктивная проницаемость

$$\Pi'_q = b_L \cdot \frac{2\delta'_K}{\Theta_{Aq}} \cdot \frac{1}{\cos\frac{\pi}{\tau}x} \qquad (237)$$

практически не зависит от значения b_P/τ. В таблице 14 содержатся значения фиктивной проницаемости Π'_q в G cm/A и они же даны на фиг. 187 $\Pi'_q = f(x)$ для острых, а при $P = 0{,}1$ также для закругленных, с радиусом $r = \delta'_K$, краев полюсов. Умножая фиктивную проницаемость Π'_q па напряженность поля

$$\frac{\Theta_{Aq} \cos\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \frac{\pi}{2}\right)}{2\delta'_K},$$

мы получаем кривую поперечного поля для любых значений b_P/τ. Кривые на фиг. 187 могут быть здесь, как и у продольного поля, с достаточной точностью применены к полюсным наконечникам, при которых воздушный промежуток сужается по направлению от края к середине полюса.

В таблице 15 приведены еще значения фиктивной проницаемости Π_{qo}, полученной из картин поля [урав. (235)] для тех полюсных

Таблица 15.

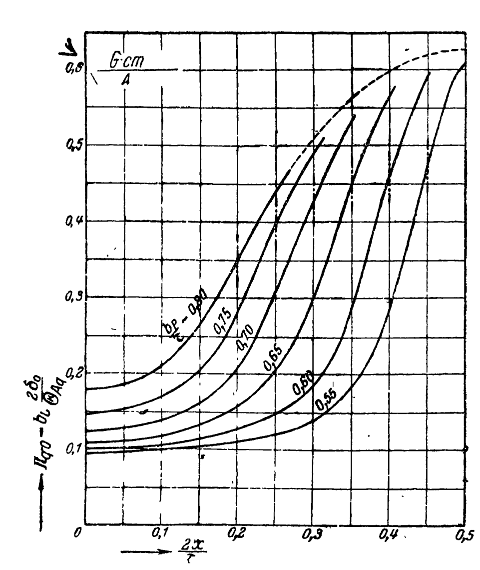
Поперечное поле якоря в междуполюсном пространстве для полюсных наконечников по урав. (184а).

$\frac{2x}{\tau}$	$b_P/\tau =$					
	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80
0	0,094	0,100	0,109	0,123	0,147	0,180
0,04	0,094	0,101	0,110	0,126	0,151	0,182
0,08	0,097	0,103	0,113	0,132	0,160	0,197
0,12	0,099	0,107	0,121	0,145	0,180	0,229
0,16	0,103	0,116	0,136	0,166	0,214	0,277
0,20	0,109	0,126	0,057	0,207	0,280	0,350
0,24	0,118	0,142	0,192	0,282	0,373	0,425
0,28	0,132	0,166	0,253	0,380	0,456	0,484
0,32	0,155	0,217	0,354	0,471	0,519	0,531
0,36	0,195	0,314	0,475	0,544	0,568	0,568
0,40	0,283	0,459	0,560	0,593	0,596	0,596
0,44	0,425	0,568	0,610	0,616	0,616	0,616
0,48	0,571	0,620	0,625	0,625	0,625	0,625
0,52	0,619	0,625	0,625	0,625	0,625	0,625

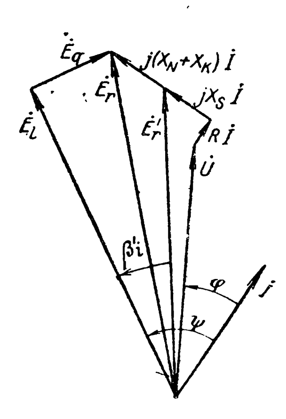
$\Pi_{q0} = b_L \cdot 2\delta_0/\Theta_{Aq}$ в G cm/A при различных $2x/\tau$ (отношение расстояния от середины полюса к половине полюсного деления) и b_P/τ (отношение ширины полюсной дуги к полюсному делению). $\delta_0/\tau = 0{,}015$, $r = \delta_0$. См. фиг. 188.

наконечников, которые рассчитаны на приблизительно синусоидальную кривую поля в области дуги полюсного наконечника при $\delta_0 = 0{,}015\,\tau$ и $r = \delta_0$; на фиг. 188 они отложены в виде функции от $2x/\tau$. Их можно также с достаточным приближением, как в этом легко убедиться, взять из кривых фиг. 187.

c. Поле под полюсным наконечником. Кривую поля в область полюсного наконечника для каждого состояния нагрузки (U, I, φ) нужно



Фиг. 188. $\Pi_{q0} = b_L \cdot 2\delta_0 / \Theta_{Aq}$: Якорное поперечное поле в междуполюсном пространстве при различных b_P/τ; форма полюсного наконечника согласно урав. (184а).



Фиг. 189. Диаграмма напряжений машины с явно выраженными полюсами.

определять отдельно. Мы находим по известному нам способу из диаграммы напряжений (фиг. 189) ЭДС E_r, индуктируемую основною волной результирующего поля в междужелезном пространстве, и разлагаем ее согласно сказанному в §§ D 2b и 4 на ее составляющие E_l и E_q. Тем самым мы находим угол сдвига фаз ψ, на который ток отстает от продольной ЭДС. Тогда полный ток якоря отстает в пространстве от полного тока ротора на угол $\frac{\pi}{2} + \psi$, которому соответствует дуга $\frac{\tau}{2} + \psi \frac{\tau}{\pi}$ на окружности якоря (фиг. 190). Обозначив через $x = 0$ то место окружности якоря, где находится середина северного полюса полюсного колеса, мы можем написать для линейной нагрузки якоря

$$a = \frac{\pi}{\tau}\,\frac{\Theta_A}{2}\cos\left(\frac{\pi}{\tau}\,x - \psi\right). \qquad (238\text{a})$$

В основу определения кривой поля под полюсным наконечником кладется путь интегрирования (на фиг. 190 он показан жирными линиями), проходящий через воздушный промежуток под одним полюсным

наконечником на переменном x расстоянии от середины полюса, а под другим полюсным наконечником по середине полюса ($x=\tau$), и замыкающийся с одной стороны в железе тела якоря, с другой — в железе полюсного колеса. Полный ток, соответствующий этому пути интегрирования, получится, если следовать по этому пути в направлении часовой стрелки из

$$\Theta - \int_x^\tau a dx = \Theta - \frac{\Theta_A}{2}\left[\sin\psi - \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x - \psi\right)\right]. \tag{238}$$

Напряжение вдоль пути в теле якоря мы получаем из касательной составляющей напряженности поля H_t у основания впадины. Распределение H_t вдоль окружности якоря мы предполагаем, простоты ради, синусоидальным (пренебрегаем высшими гармониками и зависимостью проницаемости от индукции). Тогда H_t по отношению к касательной составляющей напряженности поля, обусловленной одним только продольным полем, отстает на дугу $\beta_i'\frac{\tau}{\pi}$, которая соответствует углу сдвига фаз β_i' между $\dot{E}'_n$ и $\dot{E}_l$ на фиг. 189

$$H_t = H_{t\max}\sin\left(\frac{\pi}{\tau}x - \beta'_i\right). \tag{239a}$$

Для магнитного напряжения мы получаем

$$\int_x^\tau H_t\,dx = H_{t\max}\frac{\tau}{\pi}\left[\cos\beta_i' + \cos\left(\frac{\pi}{\tau}x - \beta'_i\right)\right]. \tag{239b}$$

Напряжение тела якоря между теми местами, где $H_t=0$ $\left(x=\beta_i'\frac{\tau}{\pi}\right.$ и $\left.x=\beta_i'\frac{\tau}{\pi}+\tau\right)$ определяется потоком в теле якоря Φ'_r, у которого амплитуда основной волны Φ'_{r1} соответствует ЭДС на фиг. 189. С помощью $\Phi_r'\approx\Phi'_{r_1}$ мы вычисляем согласно § В 2 максимальное значение U_A напряжения тела якоря. Если мы еще примем во внимание, что

$$U_A = \frac{2}{\pi}\tau\,H_{t\max}, \tag{239c}$$

то для напряжения между точками x и τ получим

$$\int_x^\tau H_t dx = \frac{U_A}{2}\left[\cos\beta'_i + \cos\left(\frac{\pi}{\tau}x - \beta'_i\right)\right]. \tag{239}$$

Обозначив через U_F магнитное напряжение вдоль ротора через U_L+U_Z, магнитное напряжение вдоль воздушного промежутка и зубца в местах $x=0$ и $x=\tau$ (середины полюсов) и через $U_{Lx}+U_{Zx}$ соответственное напряжение в месте x окружности якоря, мы получаем по закону полного тока

$$\left.\begin{aligned}U_{Lx}+U_{Zx}+\frac{U_A}{2}\left[\cos\beta_i'+\cos\left(\frac{\pi}{\tau}x-\beta_i'\right)\right]+\\+U_L+U_Z+U_F=\Theta-\frac{\Theta_A}{2}\left[\sin\psi-\sin\left(\frac{\pi}{\tau}x-\psi\right)\right].\end{aligned}\right\}\tag{240a}$$

При $x=0$ имеем $U_{Lx}=U_L$, $U_{Zx}=U_Z$ и

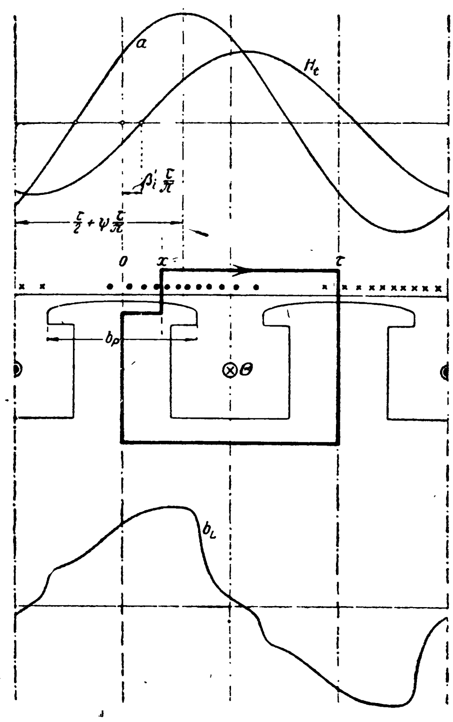
$$2(U_L+U_Z)=\Theta-\Theta_A\sin\psi-U_A\cos\beta_i'-U_F. \tag{240b}$$

Следовательно, урав. (240a) принимает вид

$$2(U_{Lx}+U_{Zx})=\Theta+\Theta_A\sin\left(\frac{\pi}{\tau}x-\psi\right)-U_A\cos\left(\frac{\pi}{\tau}x-\beta_i'\right)-U_F. \tag{240}$$

Правую часть этого уравнения можно вычислить для каждого места x на окружности якоря. Θ здесь полный ток, U_F — магнитное напряжение ротора, которые мы определяем согласно § D 4 (фиг. 176 для данной нагрузки.

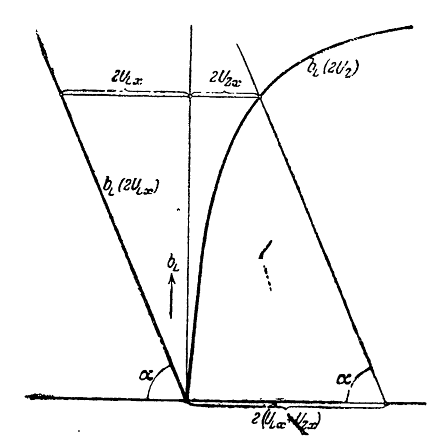
По $2(U_{Lx}+U_{Zx})$ мы находим индукцию b_L так же, как в § D 1 c. Над положительными абсциссами мы строим действительную для всех точек окружности якоря кривую b_L $(2U_Z)$, над отрицательными абсциссами — прямую $b_L(2U_L)$ (фиг. 191), наклон которой зависит от длины воздушного промежутка в месте x окружности якоря и определяется урав. (196a). Затем мы проводим параллельно к $b_L(2U_{Lx})$ прямую через найденную по урав. (240) точку абсциссы $2(U_{Lx}+U_{Zx})$. Точка пересечения ее с $b_L(2U_Z)$ дает индукцию b_L в месте x окружности якоря.



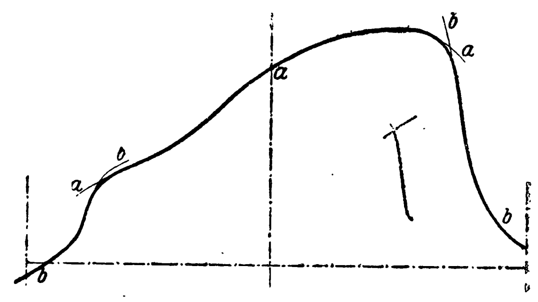
Фиг. 190. К нахождению кривой поля при нагрузке.

Определив таким образом в области полюсного наконечника индукцию в воздушном промежутке b_L для различных x, мы можем построить кривую поля в этой области (тонкая линия aa на фиг. 192). Добавочная нагруженность якорных зубцов потоком рассеяния якоря оставлена нами при этом без внимания. Учесть ее можно совершенно так же, как мы это изложили в § C 3 применительно к машине с неявно выраженными полюсами. Но, так же, как и там, она не оказывает заметного влияния на кривую поля и ею можно пренебречь.

d. Кривая поля. Откладывая сумму найденных в §§ D 1 b и 5 a и b фиктивных кривых поля, соответствующих полному току ротора, продольному полному току якоря и поперечному полному току якоря в междуполюсном пространстве (причем продольное поле якоря нужно вводить с отрицательным знаком, если продольный полный ток якоря является размагничивающим), мы получим части кривой *bb* на фиг. 192, которые, вследствие влияния проницаемости железа, дают на границе полюсной дуги несколько чрезмерные индукции. Индукция под полюсной дугой, найденная в § с (кривая *aa* на фиг. 192), тоже несколько преувеличена на границе полюсной дуги, так как линии индукции здесь не проходят уже прямолинейно из полюсного наконечника в якорь. Это обстоятельство принято во внимание при построении показанной на фиг. 192 и 190 кривой поля (толстая сплошная линия).



Фиг. 191. Нахождение кривой поля в области полюсного наконечника.



Фиг. 192. Составление кривой поля из ее частей.

По этой кривой мы определяем амплитуду основной волны B_{r_1} и ее продольную и поперечную составляющие B_{l_1} и B_{q_1}. При их помощи мы вычисляем более точные значения электродвижущих сил E_r, E_l и E_q и можем проверить полные токи Θ'_A и Θ'_{Ag}, вычисленные по §§ D3 и D4.

Далее мы строим вторично при помощи новых значений E_l и E_q диаграмму напряжения для положенного в основу кривой поля угла сдвига фаз ψ и якорного тока I и получаем во втором приближении угол B_i'.

При этом получится, вообще говоря, несколько иное напряжение на зажимах U и несколько иной угол сдвита фаз φ, нежели допущенные нами вначале для построения векторной диаграммы. Посредством планиметрирования мы находим поток Φ_r, входящий в поверхность якоря, и с его помощью — во втором приближении — максимальные значения напряжения тела якоря. Входящий в полюсные наконечники главный поток Φ_{hr} мы можем приближенно считать равным тому потоку, который выходит из поверхности якоря между серединами междуполюсных пространств; по кривой поля мы находим для него

$$\Phi_{Kr} = l_i \int\limits_{-\frac{\tau}{2}}^{+\frac{\tau}{2}} b_L \, dx. \tag{241a}$$

Поток рассеяния ротора мы получаем из кривой $\Phi_S(U_P)$ (см. фиг. 176), причем магнитное напряжение U_P между смежными полюсными наконечниками равно

$$U_P = 2U_L + 2U_Z + U_A \cos\beta'_i + \Theta_A \sin\psi. \tag{241b}$$

При помощи

$$\Phi_K = \Phi_{Kr} + \Phi_S \tag{241}$$

мы определяем во втором приближении напряжение ротора U_F. С помощью уточненных этим путем значений U_A, β_i' и U_F можно, в случае надобности, найти во втором приближении кривую поля по урав. (240) и фиг. 190. Практически части кривой поля в междуполюсных пространствах нисколько от этого не изменяются, так как Θ, Θ_{Ag} и Θ_{Aq} остаются приблизительно прежними.

6. Кривая геометрического места тока и опрокидывающая мощность.

а. Диаграмма напряжений и кривая геометрического места. Нахождение геометрического места тока при неизменном напряжении на зажимах U и неизменном полном токе ротора Θ наталкивается в случае машины с явно выраженными полюсами на значительные трудности, не только потому, что коэфициенты для вычисления действующего размагничивающего полного тока якоря [урав. (210 a и b)] и поперечного полного тока якоря [урав. (204b) и (206)] для различных состояний нагрузки, вообще говоря, неизвестны в точности, но и потому, что при известных допущениях относительно этих коэфициентов приходится определять каждую точку кривой геометрического места по кривой холостого хода путем постепенного приближения. При этом можно определять ток I при различных углах сдвига фаз относительно заданного напряжения на зажимах U, сперва задаваясь силою тока для каждого угла φ и определяя соответственный полный ток ротора Θ по § 4, причем этот полный ток, вообще говоря, будет расходиться с заданным полным током. Путем изменения допущенной силы тока можно в конце концов получить полный ток ротора, соответствующий допущенному углу сдвига фаз φ. Можно обойтись без этой кропотливой работы, если положить $k = 0$, считать постоянными k_l и k_q при всех состояниях нагрузки с неизменным напряжением на зажимах U и неизменным полным током ротора Θ, пренебречь изменением рассеяния ротора с нагрузкой и допустить, что имеющее место в действительности рассеяние ротора таково же, как при холостом ходе с результирующим продольным полным током. Эти упрощающие допущения мы сделаем, чтобы приближенно определить геометрическое место тока.

Начертим (фиг. 193) диаграмму напряжений для какого-либо состо-

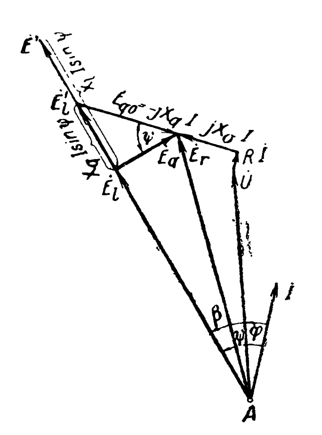
яния нагрузки, например, для номинальной мощности. Откладываем результирующую продольную ЭДС в направлении отрицательных ординат на характеристике холостого хода $E(\Theta)$ (см. фиг. 194). Если сложить с полным током, который соответствует на характеристике холостого хода результирующей продольной ЭДС, действующий размагничивающий полный ток якоря

$$\Theta'_{Ag} = k_l \Theta'_A \sin\psi = gk_l I \sin\psi, \qquad (242a)$$

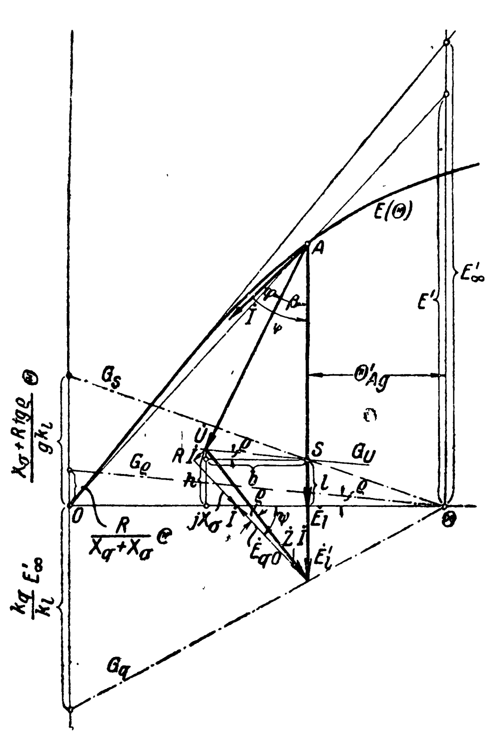
где по урав. (98а)

$$g = \frac{2\sqrt{2}\, m}{\pi} \cdot \frac{w\xi_1}{p} \qquad (242b)$$

представляет собою постоянную величину, то получим полный ток ротора Θ, который должен оставаться постоянным при определении



Фиг. 193. Диаграмма напряжений у машины с явно выраженными полюсами.



Фиг. 194. Построение векторных диаграмм при неизменном возбуждении Θ и напряжении на зажимах U. Пояснение.

геометрического места тока. Соответствующую полному току Θ фиктивную ЭДС на продолжении нижней прямолинейной части характеристики холостого хода мы обозначим через E'_∞ (см. фиг. 194) и положим для сокращения

$$e = \frac{E'_\infty}{\Theta} = \text{const}. \qquad (243a)$$

фиктивною ЭДС E' на фиг. 193 и 194, которая соответствует полному току Θ на прямой, проведенной через точку A характеристики холостого хода и начало координат O, мы воспользуемся лишь впоследствии. К вектору $\dot{E}_l$ на характеристике холостого хода мы пристраи-

ваем показанную на фиг. 193 диаграмму напряжений. Фиктивная ЭДС E_{qo} пропорциональна току, и коэфициент пропорциональности равен реактивному сопротивлению от поперечного поля

$$X_q = \frac{E_{q0}}{I} = \frac{E'_\infty}{I}\,\frac{k_q\Theta_A}{\Theta} = qk_q e = \text{const}. \tag{243b}$$

Согласно фиг. 193 и урав. (243b) имеем

$$E'_l - E_l = X_q I \sin\psi = gk_q e\, I \sin\psi. \tag{243c}$$

Тогда в связи с урав. (242a) получается

$$q = \frac{E'_l - E_l}{\theta'_{Ag}} = e\,\frac{k_q}{k_l} = \text{const}. \tag{243d}$$

Геометрическое место конца вектора фиктивной ЭДС $\dot{E}'_l$ всех тех диаграмм, которые можно перенести в характеристику холостого хода при неизменном полном токе ротора Θ, представляет собой, таким образом, прямую G_q, которая, будучи проведена через Θ, отсекает на отрицательной оси ординат величину

$$q\Theta = \frac{k_q}{k_l}\,E'_\infty. \tag{243e}$$

Обозначим через ρ угол

$$\rho = \operatorname{arctg}\frac{R}{X_q + X_\sigma}, \tag{244a}$$

проводим через Θ прямую G_ρ, которая отсекает на оси ординат величину

$$\Theta \operatorname{tg}\rho = \frac{R}{X_q + X_\sigma}\,\Theta, \tag{244b}$$

и параллельную ей прямую G_u через конец вектора $\dot{U}$. Тогда, согласно фиг. 194,

$$\left.\begin{aligned} l = h - b\operatorname{tg}\rho = [RI\cos\psi + X_\sigma I\sin\psi] - \\ - [(X_q + X_\sigma) I\cos\psi - RI\sin\psi]\frac{R}{X_q - X_\sigma} = (X_\sigma + R\operatorname{tg}\rho)\, I\sin\psi \end{aligned}\right\} \tag{244c}$$

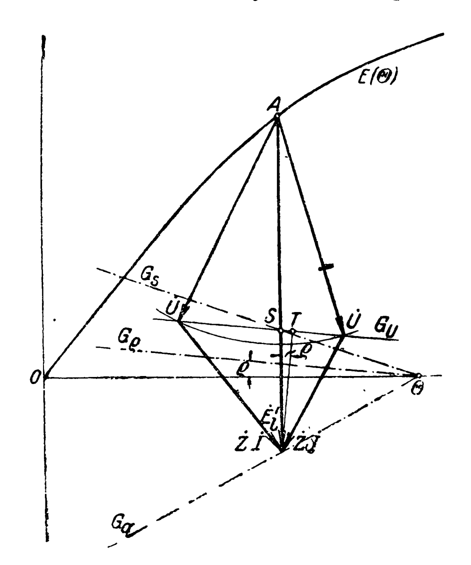
и отношение

$$s = \frac{l}{\theta'_{Ag}} = \frac{X_\sigma + R\operatorname{tg}\rho}{gk_l} = \frac{k_q}{k_l}\,\frac{X_\sigma + R\operatorname{tg}\rho}{X_q}\,e = \text{const}. \tag{244d}$$

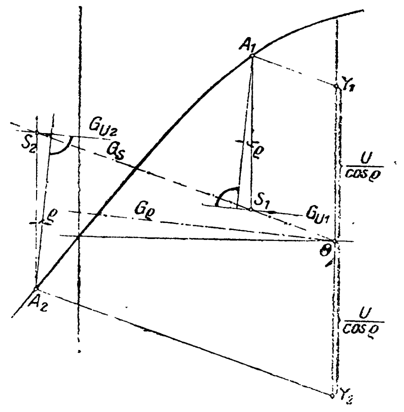
Геометрическое место точек S (точка пересечения прямой G_U с продольной ЭДС) всех диаграмм в характеристике холостого хода при возбуждении Θ представляет собой прямую G_s, которая отсекает на оси ординат величину

$$s\Theta = \frac{X_\sigma + R\operatorname{tg}\rho}{gk_l}\,\Theta. \tag{244e}$$

Для любой точки A характеристики холостого хода мы получаем, следовательно, при заданном полном токе ротора Θ диаграмму напряжений, опустив (фиг. 195) из A перпендикуляр на ось абсцисс, проведя через точку пересечения S этого перпендикуляра с прямою G_s линию G_U, параллельную к G_ρ, и описав вокруг A окружность радиусом U, который, вообще говоря, пересекает прямую G_U в двух точках. Каждая из этих двух точек принадлежит диаграмме напряжений некоторого возможного состояния работы. Будучи отнесена к внутренней мощности, такая точка соответствует работе машины в каче-



Фиг. 195. Построение векторных диаграмм при неизменном возбуждении Θ и напряжении на зажимах U. Обобщение.



Фиг. 196. Определение предельных значений E_l при неизменном возбуждении Θ.

стве генератора $\left(|\psi|<\frac{\pi}{2}\right)$, если она находится слева от T, и работе машины в качестве двигателя $\left(|\psi|>\frac{\pi}{2}\right)$, если она находится справа от T, причем T — это точка, в которой прямую G_U пересекает перпендикуляр, опущенный на нее из конца $\dot{E}_l'$. В самом деле, если конец вектора $\dot{U}$ попадает в T, то $\left(|\psi|=\frac{\pi}{2}\right)$ (ср. фиг. 195 и 194) и внутренняя мощность равна нулю. Если внешняя мощность равна нулю $\left(|\varphi|=\frac{\pi}{2}\right)$, т. е. если машина в качестве генератора нагружена только собственными потерями, то конец $\dot{U}$ должен находиться между точками S и T. Пределы той части характеристики холостого хода, которая играет роль при всех возможных состояниях нагрузки в случае неизменного полного тока ротора и неизменного напряжения на зажимах, характеризуются тем, что для соответствующих точек A дуга с радиусом U касается соответственной прямой G_U. Точки эти мы получаем согласно фиг. 196, проведя через точки $Y_1 = U/\cos\rho$ и $Y_2 = -U/\cos\rho$ на ординате, прохо-

дящей через Θ, параллельные линии к G_s, пересекающие характеристику холостого хода в предельных точках A_1 и A_2.

Теперь мы могли бы, исходя из различных точек характеристики холостого хода, найти по полученным диаграммам напряжений (см. фиг. 195) положение вектора

$$\dot{Z}\dot{I} = \dot{E}_l' - \dot{U}, \quad (245)$$

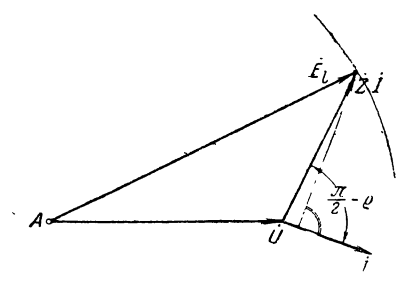
где

$$\dot{Z} = R + j(X_q + X_\sigma) \quad (245a)$$

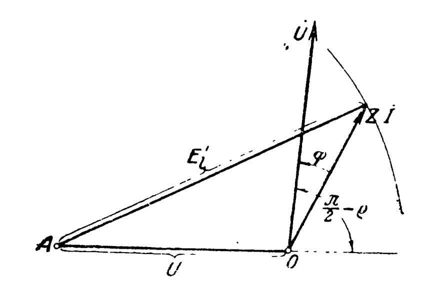
и

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_q + X_\sigma)^2} \quad (245b)$$

является величиною постоянною, относительно поддерживаемого постоянным напряжения на зажимах $\dot{U}$ (197a) и тем самым найти по



Фиг. 197a. Нахождение кривой геометрического места вектора $\dot{Z}\dot{I}$.



Фиг. 197b. Нахождение кривой геометрического места вектора $Z\dot{I}$.

отдельным точкам кривую геометрического места вектора $\dot{Z}\dot{I}$. Этот вектор пропорционален току и опережает его угол $\frac{\pi}{2} - \rho$. Следовательно, для того, чтобы можно было непосредственно на кривой геометрического места находить фазу между током и напряжением на зажимах, нужно повернуть полученную кривую геометрического места на угол $\frac{\pi}{2} - \rho$ в направлении отрицательного отсчета углов или напряжение на зажимах $\dot{U}$ на $\frac{\pi}{2} - \rho$ в обратном направлении (фиг. 197b). Чтобы получить ток, нужно разделить на L величину $Z\dot{I}$, измеренную в масштабе напряжений.

b. Кривая геометрического места при прямолинейной характеристике. При прямолинейной характеристике мы можем также написать у р а в н е н и е геометрического места $\dot{Z}\dot{I}$ или, что сводится к тому же, уравнение геометрического места $\dot{E}_l'$. Согласно фиг. 198 [см. также урав. (243a) и (243b)] имеем

$$E_l' = E_l + q\Theta'_{Ag} = E'_\infty + (q - e)\Theta'_{Ag}. \quad (246a)$$

Далее по фиг. 198

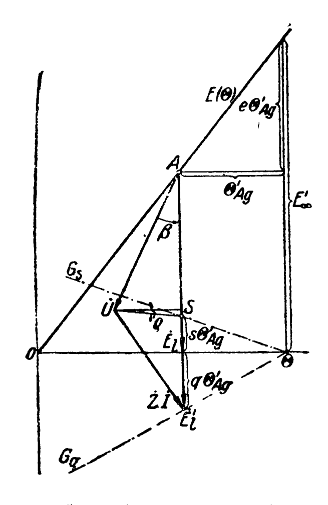
$$U\cos\beta + U\sin\beta \cdot \operatorname{tg}\rho = E'_{\infty} - (s+e)\,\Theta'_{Ag} \tag{246b}$$

и отсюда, так как $U\cos\beta + U\sin\beta\operatorname{tg}\rho = \frac{\cos(\beta-\rho)}{\cos\rho}\,U$,

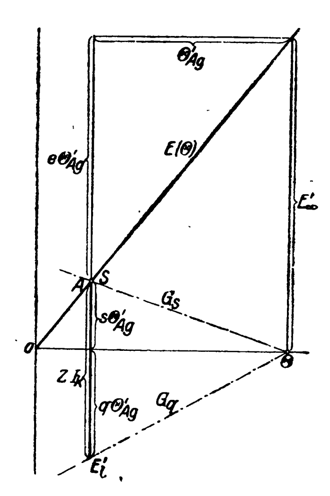
$$\Theta'_{Ag} = \frac{E'_{\infty}}{s+e} - \frac{U}{s+e}\,\frac{\cos(\beta-\rho)}{\cos\rho} \tag{246c}$$

Подставив это выражение в урав. (246a), мы получаем

$$E_l' = C_1\cos(\beta-\rho) + C_2, \tag{247}$$



Фиг. 198. Пояснение урав. (246a — 246c).



Фиг. 199. Пояснение урав. (247b).

где

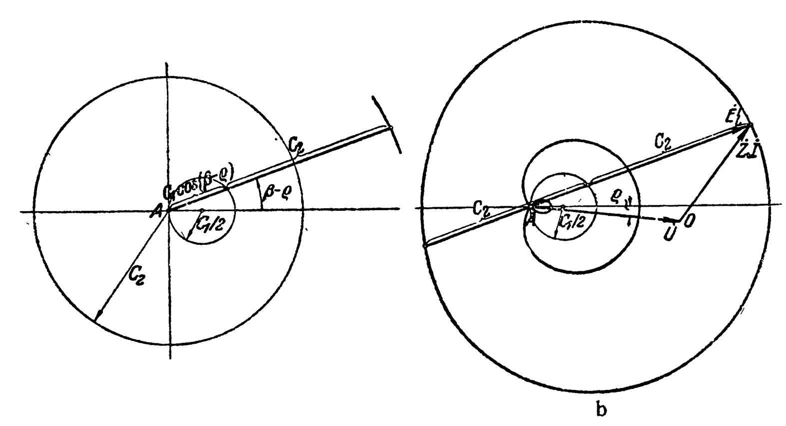
$$C_1 = \frac{e-q}{e+s}\,\frac{U}{\cos\rho} \quad \text{и} \quad C_2 = \frac{s+q}{s+e}\,E'_{\infty} \tag{247a}$$

являются постоянными. $\frac{C_2}{Z}$ представляет собой ток короткого замыкания при возбуждении Θ; в самом деле, при коротком замыкании $U=0$ точки A и S совпадают (фиг. 199) и получается

$$E_l' = ZI_k \doteq (s+q)\,\Theta'_{Ag} = \frac{s+q}{s+e}\,E'_{\infty}. \tag{247b}$$

Урав. (247) является полярным уравнением улитки Паскаля. Первый член его определяется радиусами-векторами, проведенными из точки A до окружности (фиг. 200a), центр которой находится на оси симметрии улитки, на расстоянии $\frac{C_1}{2}$ от A, и радиус которого равен $\frac{C_1}{2}$, а второй член определяется окружностью с радиусом C_2, центр которой находится в A. При изменении $(\beta-\rho)$ в пределах от 0 до 2π радиус-

вектор дважды описывает первый круг и один раз второй круг причем первый член в области $-\frac{\pi}{2} < \beta - \rho < \frac{\pi}{2}$ имеет общее направление с радиусом-вектором, а в области $\frac{\pi}{2} < \beta - \rho < \frac{3\pi}{2}$ — противоположное направление. Мы можем поэтому построить геометрическое место $\dot{E}_l'$, давая радиусу-вектору совершить только один оборот, от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$, но откладывая от точки пересечения с окружностью C_1 как $+C_2$, так и $-C_2$ (фиг. 200b). Если $C_2 < C_1$, то кривая геометрического места $\dot{E}_l'$ образует петлю (внутренняя жирная кривая на фиг. 200b);



Фиг. 200 a и b. Графическое изображение улитки Паскаля.

при $C_2 = 0$ (возбуждение равно нулю, остаточный магнетизм равен нулю) кривая геометрического места переходит в окружность C_1.

Из геометрического места для $\dot{E}_l'$ мы получаем геометрическое место для $\dot{Z}\dot{I}$, откладывая $\dot{U}$ от точки A, под углом $-\rho$ к оси симметрии кривой геометрического места $\dot{U}$. Конец вектора $\dot{U}$ является тогда начальною точкою вектора $\dot{Z}\dot{I}$ (фиг. 200b). $\dot{Z}\dot{I}$ пропорционально току и его фаза относительно напряжения на зажимах получается так же, как на фиг. 197a и b.

Исходя из этих соображений, можно следующим образом построить кривую геометрического места тока (фиг. 200c), причем для сокращения примем:

$$X_l = \frac{k_l}{k_q} X_q \tag{248a}$$

и положим для минимального общего реактивного сопротивления одной фазы

$$X_{\min} = X_q + X_\sigma, \tag{248b}$$

а для максимального

$$X_{\max} = X_l + X_\sigma. \tag{248c}$$

Относительно постоянного, по нашему допущению, вектора напряжения на зажимах $\dot{U}$ откладываем с опережением на угол $\frac{\pi}{2}+\rho$ отрезок [см. урав. (244a) и (245b)

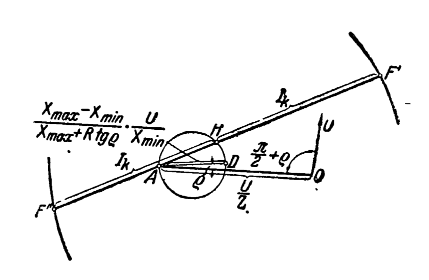
$$\overline{OA}=\frac{U}{Z}=\frac{U\cos\rho}{X_{\min}} \qquad (249\text{ a})$$

и от A, с опережением на угол ρ относительно $\dot{\overline{AO}}$ отрезок [см. урав. (247a), (243a и d), (244d)]

$$\overline{AD}=\frac{C_1}{Z}=\frac{e-q}{e+s}\cdot\frac{U}{Z\cos\rho}=\frac{X_{\max}-X_{\min}}{X_{\max}+R\operatorname{tg}\rho}\cdot\frac{U}{X_{\min}}. \qquad (249\text{b})$$

Строим окружность на диаметре $\overline{AD}$ и получаем точки (например, F и F' на фиг. 200c) кривой геометрического места тока, проведя через A лучи $(\overline{F'F''})$ и окладывая от точек пересечения (H) лучей с окружностью в обе стороны [см. урав. (247a), (243a и d), (244d)]

$$\frac{C_2}{Z}=I_k=\left(1+\frac{R\operatorname{tg}\rho}{X_{\min}}\right)\frac{E'_{\infty}\cos\rho}{X_{\max}+R\operatorname{tg}\rho}. \qquad (249\text{c})$$

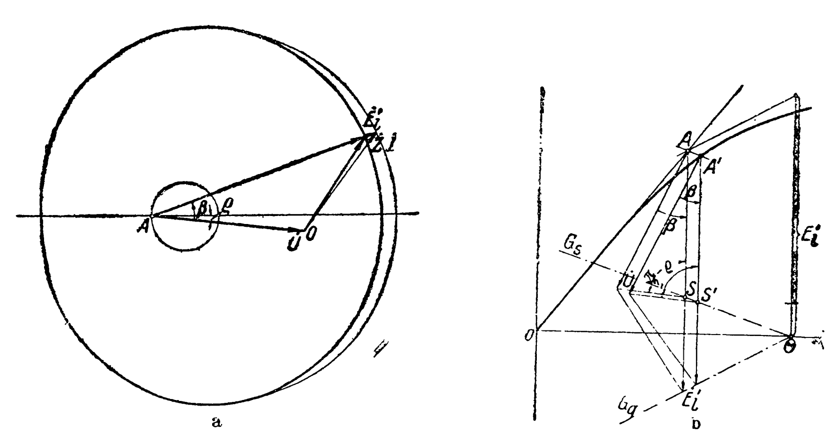


Фиг. 200c. Нахождение кривой геометрического места у машины с явно выраженными полюсами при прямолинейной характеристике и неизменных возбуждении и напряжении на зажимах.

I_k представляет собой, как было показано (см. фиг. 199), ток короткого замыкания при допущенном полном токе ротора.

c. Влияние кривизны характеристики. Влияние кривизны характеристики легко учесть дополнительно на кривой геометрического места для прямолинейной характеристики. Пусть тонкая сплошная кривая на фиг. 201a изображает собою геометрическое место вектора $\dot{Z}\dot{I}$ для прямолинейной характеристики OA фиг. 201b, которая совпадает с касательной, проведенной через начало координат к действительной, жирно вычерченной характеристике. Положение точки A на кривой геометрического места для $\dot{Z}\dot{I}$ (фиг. 201a) относительно точки O при постоянном k_q не зависит от кривизны характеристики [см. урав. (249a) и (248b)]. Если мы проведем из A любой луч E_l' до тонко вычерченной кривой геометрического места, отложим на характеристике холостого хода фиг. 201b E_l' над абсциссою Θ и проведем через концевую точку параллель к G_q, которая пересекает прямолинейную характеристику в A, то мы сможем ввести в эту последнюю диаграмму напряжений, ей соответствующую. Для того, чтобы при том же угле β между $\dot{U}$ и $\dot{E}_l'$ определить исправленную точку кривой геометрического места, мы должны отыскать точку A' на криволинейной характеристике, жирно вычерченной на фиг. 201b, для которой угол β остается тем же. Так как линия, соединяющая точку S и конец вектора $\dot{U}$ согласно

фиг. 194, всегда образует с E_l' один и тот же угол, а именно $\frac{\pi}{2} - \rho$, то мы получаем исправленную $\dot{E}_l'$, передвинув треугольник ASU по прямой G_s параллельно самому себе, пока точка A не совпадет с точкою A' на криволинейной характеристике холостого хода. Таким образом, мы получаем A', как точку пересечения проведенной через A параллели к G_s с характеристикою холостого хода. Сделав эту поправку для различных E_l', мы получаем жирно вычерченную кривую геометрического места на фиг. 201a, которая действительна при криволинейной характеристике фиг. 201b.



Фиг. 201a и b. Влияние кривизны характеристики холостого хода на кривую геометрического места и на ее нахождение.

d. Сравнение с машиною, имеющей неявно выраженные полюса. Произведем сравнение кривых геометрического места у машин с явно и с неявно выраженными полюсами. Мы предполагаем при этом, что для той и для другой машины действительна одна и та же, а именно прямолинейная характеристика холостого хода и что активное сопротивление якорной обмотки равно нулю ($R = 0$, $\rho = 0$).

У машины с неявно выраженными полюсами геометрическое место тока представляет собою окружность, центр которой A' (см. фиг. 202) в направлении, опережающем на угол $\frac{\pi}{2}$ напряжение на зажимах $\dot{U}$, удален на

$$I_{k_0} = \frac{U}{X_h + X_\sigma}. \tag{250a}$$

от начальной точки векторов тока 0. I_{k_0} — ток короткого замыкания при возбуждении, соответствующем напряжению на зажимах U при холостом ходе. Радиус окружности равен

$$I_k = I_{k_0} \frac{E_\infty'}{U}, \tag{250b}$$

т. е. току короткого замыкания при возбуждении, соответствующем ЭДС холостого хода E'_∞.

У машины с **явно выраженными полюсами** согласно урав. (249a — 249c)

$$\overline{OA} = \frac{U}{X_{min}}, \tag{251a}$$

$$\overline{AD} = \frac{X_{max} - X_{min}}{X_{max}} \frac{U}{X_{min}}, \tag{251b}$$

$$I_k = \frac{E'_\infty}{X_{max}}. \tag{251c}$$

Так как

$$\overline{OD} = \overline{OA} - \overline{AD} = \frac{U}{X_{max}} = I_{k_0}, \tag{252a}$$

где I_{k_0} — ток короткого замыкания при возбуждении, соответствующем номинальному напряжению U при холостом ходе, то

$$\overline{OA} = I_{k_0} \frac{X_{max}}{X_{min}}, \tag{252b}$$

$$\overline{AD} = I_{k_0} \frac{X_{max} - X_{min}}{X_{min}}, \tag{252c}$$

$$I_k = I_{k_0} \frac{E'_\infty}{U}. \tag{252b—d}$$

Для соотношений между X_λ у машины с неявно выраженными полюсами и $X_{l\infty}$ и $X_{q\infty}$ у машины с явно выраженными полюсами справедливы еще уравнения

$$X_h = gk_h \frac{E'_\infty}{\Theta}, \tag{252e}$$

$$X_{l\infty} = gk_{l\infty} \frac{E'_\infty}{\Theta}, \tag{252f}$$

$$X_{q\infty} = gk_{q\infty} \frac{E'_\infty}{\Theta}. \tag{252g}$$

Если мы допустим, что обмотаны две трети окружности ротора, то при $\xi_2 = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi}$ [урав. (148) тома I при $\nu = 1$, $\gamma = \frac{2}{3}$ и $\zeta = 1$)]

$$X_{l\infty} = \frac{k_{l\infty}}{k_h} X_h = \frac{6\sqrt{3}}{\pi^2} k_{l\infty} X_h,$$

$$X_{q\infty} = \frac{6\sqrt{3}}{\pi^2} k_{q\infty} X_h.$$

Положив для сравнения геометрических мест у обеих машин

$$X_s = 0{,}12 X_h, \qquad k_{l\infty} = 0{,}87, \qquad k_{q\infty} = 0{,}365,$$

мы получаем для машины с неявно выраженными полюсами

$$I_{k_0}=0{,}89\frac{U}{X_h},\qquad I_k=0{,}89\frac{U}{X_h}\cdot\frac{E'_\infty}{U};$$

для машины с явно выраженными полюсами получается

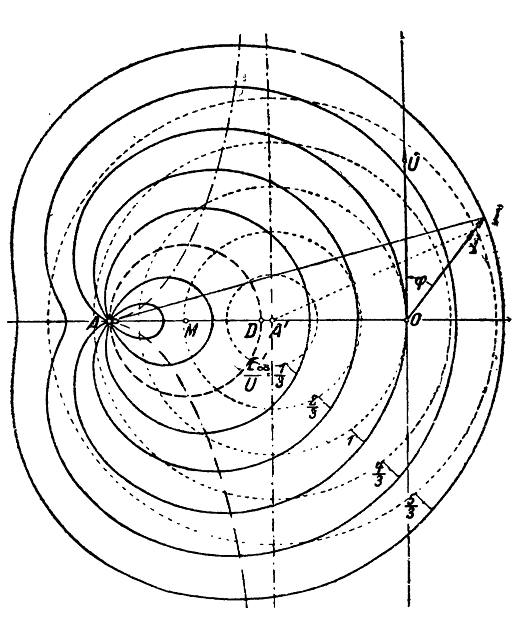
$$X_{l\infty}=0{,}92X_h,\qquad X_{q\infty}=0{,}385X_h,$$

$$X_{\max}=1{,}04X_h,\qquad X_{\min}=0{,}505X_h$$

$$I_{k_0}=0{,}96\frac{U}{X_h},\qquad OA=1{,}98\frac{U}{X_h},\qquad AD=1{,}02\frac{U}{X_h},$$

$$I_k=0{,}96\frac{U}{X_h}\cdot\frac{E'_\infty}{U}.$$

Для отнесенных к возбуждению при холостом ходе и номинальном напряжении возбуждений E'_∞/U, равных 0, $^1/_3$, $^2/_3$, 1, $^4/_3$ и $^5/_3$ на фиг. 202 представлены геометрические места тока у машины с явно выраженными полюсами (более толстые, сплошные линии) и у машины с неявно выраженными полюсами (тонкие пунктирные линии). Для $E'_\infty/U=0$ геометрическое место у машины с явно выраженными полюсами показано толстыми черточками, у машины с неявно выраженными полюсами оно сводится к точке A'.



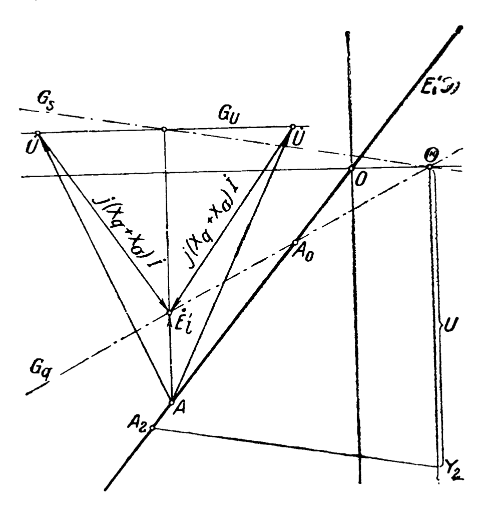
Фиг. 202. Сравнение кривых геометрического места у машины с явно выраженными (———) и у машины с неявно выраженными полюсами (– – – – –).

При построении кривых геометрического места на фиг. 202 мы пренебрегли активным сопротивлением якорной обмотки, что по отношению к большим машинам допустимо. Поэтому внутренняя активная мощность машины равна внешней

$$P=mUI\cos\varphi=mUI_a, \qquad (253)$$

где активный ток I_a равен ординате кривой геометрического места. Положительные и отрицательные максимальные значения этих активных токов расположены у машины с неявно выраженными полюсами на проходящей через A' кривой, показанной штрихпунктиром. Области слева

от этих кривых изображают неустойчивые рабочие состояния, потому что величина внутренней мощности убывает у генератора по мере роста опережения полюсного колеса (увеличения β на фиг. 193), а у двигателя по мере роста отставания. Когда при работе машины в качестве генератора избыток потребляемой мощности по отношению к механическим потерям и зависящим от результирующего потока собственным потерям превышает внутреннюю опрокидывающую мощность, которая определяется активными токами, расположенными на показанных штрих-пунктиром кривых, то машина идет в разнос; когда у двигателя сумма механической полезной мощности, механических потерь и зависящих от результирующего потока собственных потерь превышает внутреннюю опрокидывающую мощность, то машина останавливается.



Фиг. 203. Диаграммы напряжений для двух точек расположенной внутри реактивного круга петли кривой геометрического места.

При сравнении кривых геометрического места у машины с явно и у машины с неявно выраженными полюсами, одинаково возбужденных, прежде всего бросается в глаза, что максимальное значение активного тока, которому пропорциональна опрокидывающая мощность, у машины с явно выраженными полюсами больше, чем у машины с неявно выраженными полюсами, — тем больше, чем меньше полный ток ротора $\Theta \sim E'_{\infty}/U$. Для машины с явно выраженными полюсами характерно то, что она и в невозбужденном состоянии ($\Theta = 0$), при котором машина с неявно выраженными полюсами работать не может, еще обладает значительною опрокидывающей мощностью и даже способна, вообще говоря, работать устойчиво при небольшом возбуждении в обратном направлении (при отрицательном Θ).

Кривая геометрического места для невозбужденной, реактивной машины изображена пунктирною окружностью на фиг. 202, проходящей через A и D. Максимальный активный ток равен радиусу этой реактивной окружности, то-есть по урав. (251b)

$$I_R = \frac{X_{\max} - X_{\min}}{2X_{\max}} \frac{U}{X_{\min}}; \qquad (251'b)$$

он тем больше, чем меньше k_q по сравнению с k_l [см. урав. (248a—c)], и обращается в нуль при $k_q = k_l$, то-есть тогда, когда полюсная дуга при постоянной длине воздушного промежутка равна полюсному делению.

Когда полный ток $\Theta \sim E'_{\infty}/U$ ослаблен настолько, что ток короткого замыкания $I_k < 2I_R$ (см. фиг. 200c), то кривая геометрического места

машины с явно выраженными полюсами еще содержит петлю, расположенную внутри реактивного круга. В характеристике холостого хода фиг. 203 область малой петли соответствует области, расположенной между точками A_0 и A_2 (см. фиг. 196). В A_0 прямая G_q пересекает характеристику холостого хода и ЭДС E'_l равна нулю (см. фиг. 193 и 196). A_0 соответствует точке A кривой геометрического места, A_2 — другой точке на оси абсцисс у расположенной внутри реактивного круга петли на фиг. 202 (см. также фиг. 206). Для какой-либо точки A в пределах области $A_0 — A_2$ характеристики холостого хода мы получаем показанные на фиг. 203 диаграммы напряжений, из которых правая соответствует верхней, а левая — нижней половине малой петли на фиг. 202. С той части кривой геометрического места, которая расположена вне реактивного круга, мы не можем при заданном полном токе ротора попасть на расположенную внутри реактивного тока петлю, потому что между ними расположены неустойчивые области, и опрокидывающая мощность внешней части кривой геометрического места всегда больше, чем у внутренней части. Зато мы можем, постепенно понижая ток ротора до нуля и изменяя его знак (противо-возбуждение), попасть через реактивный круг во внутреннюю часть, где машина может быть нагружена вплоть до мощности, соответствующей опрокидывающей мощности внутренней петли. При отрицательном полном токе получается та же кривая геометрического места, с тою лишь разницей, что внутренняя и внешняя части меняются местами. Это непосредственно следует из того, что при отрицательном полном токе мы получаем перевернутую фиг. 203.

Влияние активного сопротивления якорной обмотки на геометрическое место тока мы показали, руководясь фиг. 200 b и с; оно главным образом сводится к тому, что угол между $\dot{U}$ и $\overline{OA}$ равен не $\pi/2$, а $\pi/2+\rho$, и что ось симметрии кривой геометрического места повернута на угол ρ в положительном направлении.

е. Опрокидывающая мощность и опрокидывающий момент. Обычно требуется знать г е о м е т р и ч е с к о е м е с т о т о к а т о л ь к о в б л и з и о п р о к и д ы в а ю щ е й м о щ н о с т и, чтобы иметь возможность указать границу устойчивой работы. Граница эта, если считаться с активным сопротивлением якорной обмотки, определяется не внешней, а внутренней мощностью

$$P_{вн} = mI\,(U\cos\varphi + RI). \tag{254a}$$

Внутренняя мощность, согласно фиг. 204, равна

$$P_{вн} = m\,\frac{\overline{OF}}{Z}\cdot\overline{AC}. \tag{254b}$$

Так как

$$\overline{OF} = \frac{\overline{OT}}{\cos\psi} \quad \text{и} \quad \overline{AC} = \overline{AF}\cdot\cos\psi,$$

то получается

$$P_{вн} = \frac{m}{Z}\,\overline{OT}\cdot\overline{AF} \tag{254c}$$

и мы можем графически определить внутреннюю мощность по диаграмме.

Согласно фиг. 204 имеем

$$\overline{OT}=\overline{OV}+\overline{VT}=\pm\sqrt{U^2-[(E_l-s\Theta'_{Ag})\cos\rho]^2}+(E_l+q\Theta'_{Ag})\sin\rho$$

и

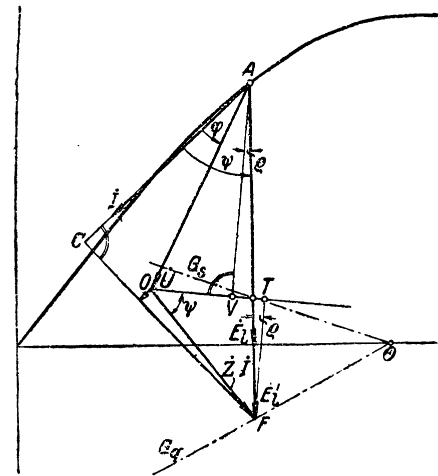
$$\overline{AF}=E_l+q\Theta'_A\ .$$

Отсюда мы получаем для внутренней мощности

$$P_{вн}=\frac{m}{Z}\left\{\pm\sqrt{U^2-[(E_l-s\Theta'_{Ag})\cos\rho]^2}+\right.$$
$$\left.+(E_l+q\Theta'_{Ag})\sin\rho\right\}(E_l+q\Theta'_{Ag}). \qquad (254)$$

В этом уравнении при заданном полном токе ротора Θ величины E_l и Θ'_{Ag} известны для каждой точки характеристики холостого хода (см. фиг. 205); q, ρ, s и Z даются урав. (243d), (244a), (244d) и (245b), так что внутреннюю мощность мы можем также определить при неизменном напряжении на зажимах и неизменном полном токе ротора путем вычисления по ураб. (254).

На фиг. 206 в виде примера представлена внутренняя мощность $P_{вн}$ в зависимости от Θ'_{Ag} для машины с номинальной кажущейся мощностью 3 kVA, т.-е. с относительно большим активным сопротивлением. По этой кривой мы можем найти опрокидывающую мощность. Если кривая геометрического места содержит петлю, то получаются четыре опрокидывающих мощности, две для работы машины в качестве генератора и две для работы ее в качестве двигателя. Для работы в качестве двигателя заслуживает внимания только большая (отрицательная) опрокидывающая мощность, которая принадлежит расположенной вне неактивного круга части кривой геометрического места.



Фиг. 204. К определению внутренней мощности.

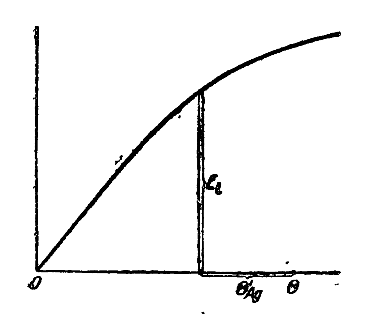
Из внутренней мощности $P_{вн}$ получается мощность, которую нужно подводить механически и которая у двигателя отрицательна, прибавляя к $P_{вн}$ механические потери (на трение и вентиляционную мощность) и зависящие от результирующего потока собственные потери. Механические потери Q_m у синхронного двигателя не зависят от состояния нагрузки. Зависящие от полюсного потока железные потери, строго говоря, зависят от состояния нагрузки. Мы можем положить (см. фиг. 193)

$$Q_E\approx Q_{EU}\left(\frac{E_r}{U}\right)^2, \qquad (255a)$$

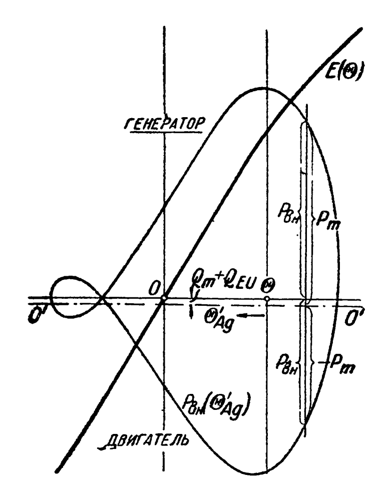
где Q_{EU} означает железные потери при холостом ходе и напряжении на зажимах U, E_r при опрокидывающих мощностях бывает обыкновенно немного меньше, чем U. Положив $Q_E = Q_{EU} = \mathrm{const}$, мы получаем для механической мощности

$$P_m = P_{вн} + Q_m + Q_{EU}. \tag{255}$$

Она равна ординатам кривой $P_{вi}$ на фиг. 206, считая от оси абсцисс, $O' - O'$, перемещенной на $Q_m + Q_{EU}$ в направлении отрицательных ординат. В урав. (255)



Фиг. 205. К определению внутренней мощности по характеристике холостого хода согласно урав. (254).



Фиг. 206. Внутренняя и механическая мощность машины для 3 kVA в зависимости от Θ'_{Ag} на характеристике холостого хода.

надо считаться с тем, что при работе машины в качестве двигателя $P_{вн}$ отрицательна. Добавочные потери, пропорциональные квадрату тока, нужно учесть в активном сопротивлении.

По кривой для механической мощности мы можем определить механические опрокидывающие мощности, которые, строго говоря, получаются у генератора несколько преувеличенными, а у двигателя несколько преуменьшенными, потому что зависящие от результирующего потока железные потери в области опрокидывающей мощности учтены с некоторым избытком; практически, впрочем, это влияние ничтожно.

Часто опрокидывающая мощность соответствует такой точке на характеристике холостого хода, которая еще расположена в прямолинейной части. В этом случае опрокидывающую мощность с учетом активного сопротивления якорной обмотки можно указать в определенной форме [Л 57]. Но соответственное уравнение недостаточно наглядно, а потому мы приводить его здесь не станем.

Более простое выражение для опрокидывающей мощности мы получим, пренебрегая активным сопротивлением. Тогда активный ток по фиг. 207 равен

$$I_a = \left(2I_R \cos\beta \underset{(-)}{+} I_k\right) \sin\beta. \tag{256a}$$

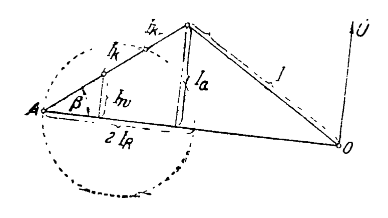
Максимальное значение активного тока, которому пропорциональна опрокидывающая мощность, возникает при угле $\beta = \beta_0$, где $dI_a/a\beta = 0$. Мы получаем тогда

$$\cos\beta_0 = \sqrt{\frac{1}{2} + \left(\frac{I_k}{8I_R}\right)^2} \mp_{(+)} \frac{I_k}{8I_R} \qquad (256b)$$

и опрокидывающую мощность

$$P_k = P_{k_{вн}} = mUI_{ak} = \pm mU\left(2I_R \cos\beta_0 \underset{(-)}{+} I_k\right) |\sin\beta_0|. \qquad (256)$$

Здесь не надо считаться с взятым в скобки знаком, если $I_k > 2I_R$, потому что тогда возникают только два максимальных значения в кривой геометрического места, одно для работы генератором и другое для работы двигателем. При $I_k < 2IR$ мы получаем, кроме большой опрокидывающей мощности для работы генератором и двигателем, еще одну небольшую, которая соответствует петле кривой геометрического места внутри реактивного круга.



Фиг. 207. К выводу уравнения опрокидывающей мощности.

Для получения механической опрокидывающей мощности мы должны прибавить к $P_{k_{вн}}$ механические потери Q_m и железные потери Q_E. Следовательно, механическая опрокидывающая мощность равна

$$P_{mk} = P_{k_{вн}} + \Theta_m + \Theta_E, \qquad (256')$$

причем надо помнить, что для работы машины в качестве двигателя $P_{k_{вн}}$ отрицательна.

Если активное сопротивление якорной обмотки не ничтожно мало, то во всех практических случаях можно внутреннюю опрокидывающую мощность $P_{k_{вн}}$ считать равною той, которая вычислена при $R = 0$ [например, по урав. (256)]. Но внешняя электрическая мощность будет при этом равна

$$P_k \approx P_{k_{вн}} - mRI^2. \qquad (257)$$

Из механической опрокидывающей мощности мы получаем, наконец, при числе оборотов n вращающий момент, который приложен на валу машины

$$M_{mK} = \frac{P_{mK}}{2\pi n} \qquad (258)$$

и

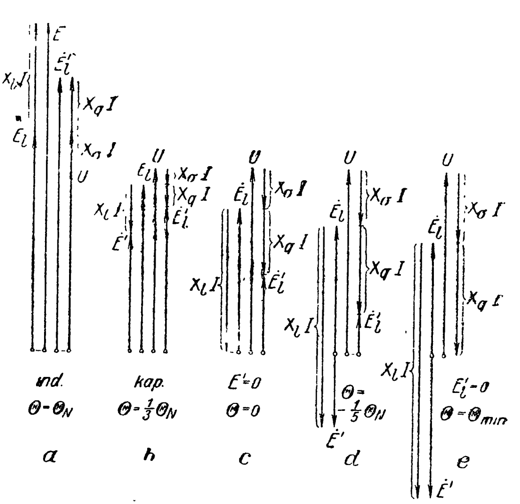
$$M_{mK} = 0{,}974\,\frac{P_{mK}}{n}\,\mathrm{kGm} \qquad (258')$$

если P_{mK} выражено в W, а n в *об/мин.*

В сснову описанного в этом параграфе определения опрокидывающей мощности при заданном полном токе ротора положены указанные в § а предпосылки, а именно, что можно положить $\Theta'_{Ag} = k_l \Theta_A \cdot \sin \psi$, что k_l и k_q постоянны при неизменном напряжении на зажимах и неизменном полном токе ротора и что имеющее в действительности место рассеяния ротора таково же, как при холостом ходе с результирующим продольным полным током. Влияние рассеяния ротора можно учесть дополнительно по диаграмме при опрокидывающей мощности согласно сказанному в § 4 и найти более точно требующийся при вычисленной опрокидывающей мощности полный ток ротора. Точно так же можно дополнительно учесть точные значения вводимых в характеристику холостого хода поперечного и продольного полных токов якоря, если известны коэфициенты k_q, k_l и k.

f. Емкостный реактивный ток. Для определения емкостного реактивного тока, мы пренебрежем активным сопротивлением якорной обмотки R, но примем во внимание кривизну характеристики. Даже у малых машин с относительно большим активным сопротивлением максимальный емкостный реактивный ток изменяется от этого не больше, чем на 1%.

При чисто индуктивной нагрузке и $R = 0$ представленная на фиг. 193 и 194 диаграмма напряжений принимает вид, показанный на фиг. 208a. Здесь E' означает фиктивную ЭДС, которая соответствует полному току ротора Θ на прямой, проведенной через рабочую точку A и начало координат характеристики холостого хода (ср. фиг. 194). Мы рассмотрим сперва те диаграммы напряжений, которые получаются когда при неизменном напряжении на зажимах и чисто реактивной нагрузке понижается возбуждение машины. Индуктивный реактивный ток сперва становится все меньше и меньше и наконец обращается в нуль. Тогда $E_l = E'_l = U$. При дальнейшем ослаблении возбуждения реактивный ток меняет свое направление, он становится емкостным реактивным током (см. фиг. 208b).



Фиг. 208a — e. Диаграммы напряжений у машины с явно выраженными полюсами, присоединенной к сети с неизменным напряжением U при различных полных токах ротора Θ. a) отдача индуктивного реактивного тока, b) — e) емкостного реактивного тока.

Если возбуждение равно нулю, то фиктивная ЭДС $E' = 0$, поскольку не принимается во внимание остаточный магнетизм; машина работает как реактивная, и соответственная диаграмма напряжений представлена на фиг. 208c. Посредством возбуждения в обратном направлении фиктивная ЭДС E' становится отрицательной (фиг. 208d) и машина в конце

контов выпадает из синхронизма, когда фиктивная ЭДС E_l' обращается в нуль (фиг. 208е).

При невозбужденном роторе чисто емкостный реактивный ток (см. фиг. 208с) дается отрезком $\overline{OD}$ на фиг. 202 и при прямолинейной характеристике по урав. (252а) и (248с)

$$I_{cD} = I_{k0} = \overline{OA} - AD = \frac{U}{X + X_\sigma} \tag{252'a}$$

причем X_l — величина постоянная. Если характеристика криволинейна, то урав. (252а) остается справедливым, но X_l уже не является постоянной величиной, а

$$X_l \approx X_{l\infty} \frac{E'}{E_\infty'} \tag{259a}$$

где E'/E'_∞ представляет собою отношение ординат прямой, проведенной через начало координат O и соответственную рабочую точку A характеристики холостого хода и продолжения прямолинейной нижней части характеристики холостого хода. При невозбужденном роторе Θ совпадает с началом координат O характеристики холостого хода. Емкостный реактивный ток (см. фиг. 208с) определяется проведением из точки (O, U) в системе координат характеристики холостого хода на фиг. 209 параллели к прямой G_s; при $R = 0$ имеем по урав. (244d) $s = X_\sigma / g k_l$, т.-е. $s\Theta_A' = X_\sigma I_c$. Точка пересечения с характеристикой холостого хода дает тогда продольную ЭДС

$$E_l = X_l I_{cD}, \tag{259b}$$

которая возникает при результирующем продольном полном токе

$$\Theta_r = \Theta'_A. \tag{259c}$$

Следовательно, при невозбужденном роторе реактивный ток равен

$$I_{cD} = \frac{\Theta_A}{g} = \frac{\Theta'_A}{g k_l}. \tag{259}$$

При возбуждении в обратном направлении емкостный реактивный ток можно поднять выше I_{cD}, не нарушая устойчивости работы. Максимальный, теоретически возможный, емкостный реактивный ток при устойчивой работе (см. фиг. 208е) равен по урав. (251а) и (248b)

$$I_{cA} = \frac{U}{X_q + X_\sigma}, \tag{260a}$$

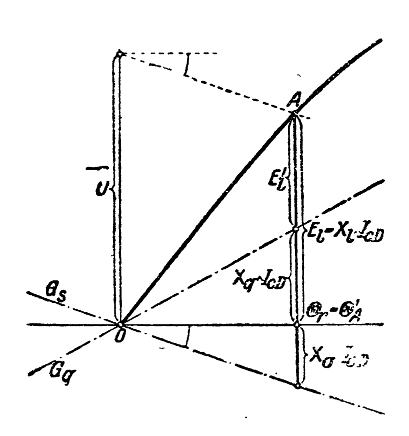
и притом — независимо от кривизны характеристики, если мы считаем постоянною величиною k_q, а значит и X_q [см. урав. (243b)]. То обстоятельство, что здесь возникает реактивное сопротивление от поперечного поля несмотря на то, что при чисто емкостном реактивном токе $\beta = \sphericalangle(\dot{U}, \dot{E}_l)$, объясняется следующим. В точке A кривой геометриче-

ского места (см. фиг. 202) получается $E'_l = 0$, а поэтому при $\beta = 0$ должен получиться такой же ток, как при $\beta = \pi/2$. Чтобы определить полный ток ротора Θ, мы проводим из точки (O, U) на фиг. 210 параллель к прямой G_s, а через начало координат O — параллель к прямой G_q. Точка пересечения этих двух прямых определяет собою действующий полный ток якоря, при котором мы получаем реактивный ток

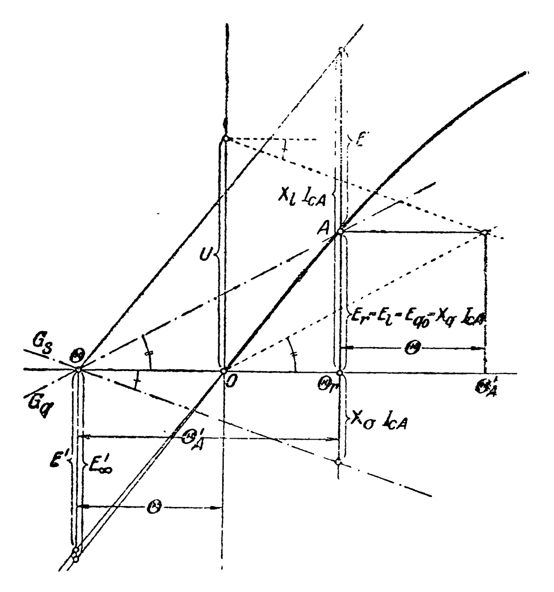
$$I_{cA} = \frac{\Theta_A}{g} = \frac{\Theta'_A}{g k_l} \tag{261a}$$

и (отрицательный) полный ток ротора

$$\Theta = \Theta_r - \Theta'_A, \tag{261b}$$



Фиг. 209. Определение емкостного реактивного тока при невозбужденной машине.



Фиг. 210. Определение максимального емкостного реактивного тока при противовозбуждении.

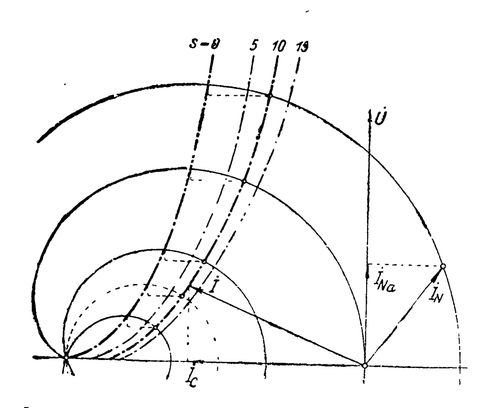
если Θ_r означает соответствующий величине E_l результирующий (продольную) полный ток.

Такое определение полного тока ротора Θ предполагает, разумеется, что k_q и X_q имеют значение, действительное при работе в точке A (см. фиг. 202). Обозначив через $k_{q\infty}$ соответственный коэфициент при бесконечно большой проницаемости в железе, мы получаем $k_q \approx \frac{E'}{E'_\infty} k_{q\infty}$, где $E_\infty{}'$ — ЭДС, соответствующая Θ на продолжении нижней части характеристики холостого хода (см. фиг. 210).

В действительности максимальный емкостный реактивный ток по урав. (261a) практически недостижим, потому что при возбуждении в обратном направлении опрокидывающая мощность быстро убывает и устойчивая работа становится невозможной уже при небольших колебаниях активной мощности.

Если мы к практической работе предъявляем требование, чтобы допустимая активная составляющая тока всякий раз была меньше активной

составляющей при опрокидывающей мощности еще на s % от активной составляющей при номинальной мощности, то, представленные на фиг. 211 штрих-пунктиром кривые для $s = 0$, 5, 10 и 15% указывают границы конца вектора тока при различных полных токах ротора, для которых еще допустима работа с безопасностью, соответствующей значению s. По этим кривым мы можем еще определить допустимые емкостные реактивные составляющие тока при данных составляющих активного тока. Кривые эти определяются так же, как в § С 5 с для машины с неявно выраженными полюсами. При степени безопасности $s = 10\%$ максимальный емкостный реактивный ток составляет в нашем примере при устойчивой работе 200% от номинального тока или 86% от теоретически максимально возможного реактивного тока по урав. (261а).



Фиг. 211. Определение емкостной составляющей реактивного тока I_c, если максимально допустимая активная мощность ниже опрокидывающей мощности на s% от номинальной активной мощности.

Средства для увеличения емкостного реактивного тока таковы же, как и у машины с неявно выраженными полюсами (§ С 5 с). Главнейшим из них остается и здесь увеличение длины воздушного промежутка.

7. Машина с явно выраженными полюсами при емкостной нагрузке.

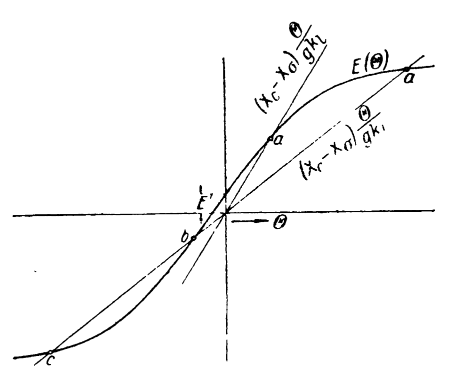
Машина с явно выраженными полюсами при емкостной нагрузке с неизменным реактивным сопротивлением X_c во многих отношениях ведет себя иначе, чем машина с неявно выраженными полюсами. Остановимся подробнее на этих соотношениях.

а. Случай, когда активное сопротивление не принимается во внимание. Первоначально мы будем при исследовании пренебрегать активным сопротивлением якорной обмотки. Тогда диаграмма напряжений принимает представленные на фиг. 208 b—e формы. Все векторы либо совпадают друг с другом, либо противоположны друг другу по фазе, так что их можно алгебраически складывать или вычитать, что значительно облегчает исследование.

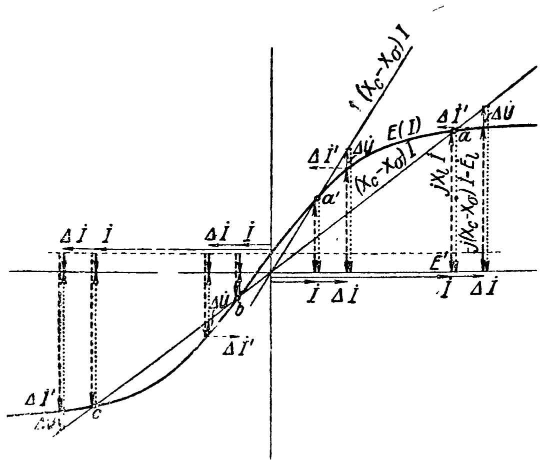
Мы рассмотрим сперва машину с невозбужденным ротором. На фиг. 212а представлена характеристика холостого хода $E(\Theta)$ с двумя прямыми сопротивления $(X_c - X_\sigma)\frac{\Theta}{gk_l}$, из которых одна пересекает характеристику только в одной точке a', а другая в трех точках a, b, c. Остаточный магнетизм ради ясности преувеличен.

Чтобы исследовать условия устойчивости для четырех состояний равновесия на фиг. 212а, чертим характеристику холостого хода и прямые сопротивления для $I = \Theta/gk_l$, и в соответствии с фиг. 208b—e так причерчиваем диаграммы напряжений в характеристику холостого хода,

что начало векторов тока $\dot{I}$ совпадает с началом координат (см. фиг. 212b). Далее мы исследуем изменение при виртуальном увеличении тока $\dot{I}$ на $\Delta\dot{I}$. Векторы, соответствующие диаграммам фиг. 208b—e, начерчены более толстыми линиями, причем фиктивная ЭДС ротора E', равная здесь той ЭДС, которая индуктирована остаточным магнетизмом, представлена в виде сплошной линии, напряжение $X_l I$ — в виде черточек, а напряжение $(X_c - X_\sigma) I$ — пунктиром. При виртуальном увеличении тока $\dot{I}$ на $\Delta\dot{I}$, для того чтобы получилось равновесие напряжений, должна была бы возникнуть добавочная потеря напряжения $\Delta\dot{U}$ (отмеченная на фигуре 212b тонкими сплошными линиями), обусловленная добавочным током $\Delta\dot{I}'$ (отмеченным на рис. 212b тонкими, из черточек состоящими линиями), фаза которого зависит от сопротивления всей цепи тока. Если емкостное сопротивление $X_c - X_\sigma$ превышает индуктивное X_l, то $\Delta\dot{I}'$ опережает по фазе $\Delta\dot{U}$ на $\pi/2$, в противном случае $\Delta\dot{I}'$ отстает по фазе на $\pi/2$. Мы видим из фиг. 212b, что для точек a', a и b $\Delta\dot{I}'$ имеет направление, противоположное $\Delta\dot{I}$. Следовательно машина не может перейти в состояние работы для $\dot{I} + \Delta\dot{I}$, иными словами, точки a', a и b соответствуют устойчивым состояниям работы. Иначе обстоит дело в отношении точки c. Для нее $\Delta\dot{I}'$ имеет общее направление с $\Delta\dot{I}$. Таким образом отклонение тока от величины, соответствующей точке c, усиливается возникновением добавочного тока; точка c соответствует неустойчивому состоянию работы. К тем же результатам мы приходим, когда уменьшаем ток $\dot{I}$ на $\Delta\dot{I}$ и повторяем тот же ход рассуждений в обратном порядке.



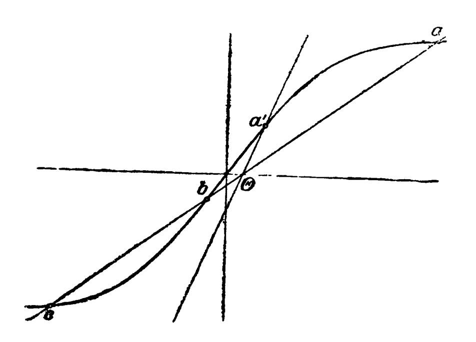
Фиг. 212a. Характеристика холостого хода с остаточным магнетизмом и прямые сопротивления для $\Theta = 0$.



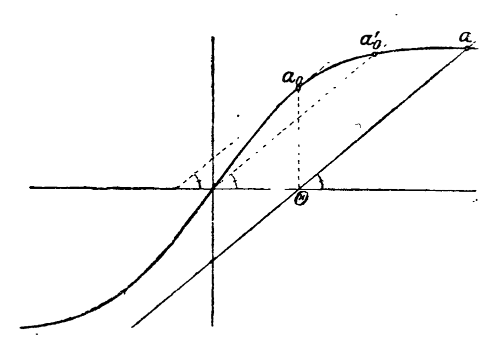
Фиг. 212b. Исследование устойчивости состояний равновесия. a', a и b — устойчивость, c — неустойчивость.

Сообразно с этим формулировать условие устойчивости можно следующим образом: если ЭДС полюсного колеса $\dot{E}'$ и потеря напряжения $\Delta\dot{U}$ при увеличении тока направлены друг против друга, то состояние устойчиво; если они имеют общее направление, то оно неустойчиво.

Чтобы установить, по какой из устойчивых точек машина самовозбуждается, мы определяем фазу якорного тока, возбуждаемого остаточным магнетизмом. Если прямая сопротивления $(X_c - X_\sigma) I$ проходит более круто, чем характеристика холостого хода в точке $I = 0$ (холостой ход при невозбужденной машине), то преобладает емкостное сопротивление в цепи якорного тока; если характеристика холостого хода в точке $I = 0$ проходит более круто, чем прямая сопротивления, то преобладает индуктивное сопротивление. Следовательно,



Фиг. 212a. Характеристика холостого хода и прямые сопротивления для $\Theta \neq 0$; остаточный магнетизм принят ничтожно малым.

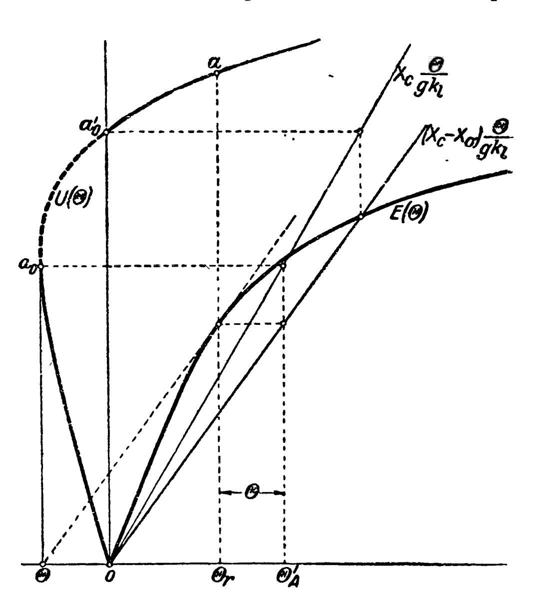


Фиг. 212b. Минимальный полный ток ротора Θ, при котором машина самовозбуждается в направлении полного тока ротора.

в первом случае мы имеем отрицательный обратный полный ток якоря, т.-е. результирующий полный ток равен алгебраической сумме продольного полного тока якоря и фиктивного полного тока ротора, соответствующего остаточному магнетизму; машина самовозбуждается до точки a'. Во втором случае мы имеем положительный обратный полный ток якоря, иными словами, результирующий полный ток равен алгебраической разности между продольным полным током якоря и фиктивным полным током ротора, соответствующим остаточному магнетизму; машина самовозбуждается до точки b, между тем как устойчивая точка a не может быть достигнута посредством самовозбуждения.

Напряжение на зажимах мы регулируем посредством изменения полного тока ротора, как и у машины с неявно выраженными полюсами. Так как мы при этом предполагаем, вообще говоря, наличие возбуждения ротора, то можем, для простоты, допустить, что остаточный магнетизм ничтожно мал и что характеристика холостого хода проходит через начало координат. Если мы в диаграммах фиг. 212 a и b настолько передвинем ось ординат влево, чтобы она прошла через точку, в которой характеристика холостого хода пересекает ось абсцисс,

то получим представленную на фиг. 213a характеристику холостого хода с прямыми сопротивлениями, которые теперь пересекают ось абсцисс при полном токе ротора Θ. Условия устойчивости и самовозбуждения здесь вполне соответствуют представленным на фиг. 212b. Но если полный ток ротора настолько увеличить, чтобы наклон характеристики холостого хода при этом полном токе был равен (фиг. 213b) наклону прямой сопротивления или был меньше его, то машина самовозбуждается до точки a, как это легко показать при помощи тех же рассуждений, которые мы только что привели. Посредством дальнейшего увеличения полного тока ротора напряжение машины поддается регулировке выше точки a, а посредством понижения полного тока ротора происходит регулировка вниз до точки a'_0 на фиг. 213b.



Фиг. 214. Нахождение кривой $U(\Theta)$ при неизменном емкостном сопротивлении сети X_c; $R = 0$.

В том случае, когда прямая сопротивления проходит более круто, чем нижняя часть характеристики холостого хода, мы определяем кривую $U(\Theta)$ совершенно так же, как у машины с неявно выраженными полюсами. Кривая в основном получается такая же, как на фиг. 141, и вся область устойчива, как у машины с неявно выраженными полюсами. Полный ток ротора и полный ток якоря имеют общее направление, так что приходится иметь дело только с положительными полными токами ротора.

Если прямая сопротивления наклонена больше, чем нижняя часть характеристики холостого хода, то получается показанная на фиг. 214 кривая $U(\Theta)$, строить которую нужно так же, как у машины с неявно выраженными полюсами, но которую мы в отличие от фиг. 140b, нанесем здесь ниже точки a'_0 над отрицательными абсциссами (см. примечание на стр. 259). Согласно нашим исследованиям устойчивости, состоящая из черточек часть кривой между точками a_0 и a'_0 неустойчива. Точка a соответствует полному току ротора, для той точки на характеристике холостого хода, в которой параллель к прямой сопротивления касается этой характеристики (Θ на фиг. 213b). Но если машина предварительно возбуждена до напряжения, расположенного выше точки a, то ее можно регулировать вниз до напряжения точки a'_0 посредством ослабления полного тока ротора.

b. Учет активного сопротивления. При учете активного сопроти-

вления векторы в диаграмме напряжений уже не все совпадают или противоположны друг другу по фазе, и тогда приходится заменить алгебраическое сложение и вычитание векторов геометрическим. Вследствие активного сопротивления машина отчасти изменяет свои свойства и кривые $U(\Theta)$ при неизменном емкостном сопротивлении X_c могут существенно отклоняться от соответственных кривых, получающихся без учета активного сопротивления.

В то время как у машин, не имеющих активного сопротивления, угол ψ равен либо $-\pi/2$, либо $+\pi/2$ (см. фиг. 139 c и e), так что положительная ось полюсного колеса всегда по фазе совпадает с напряжением на зажимах $\dot{U}$ или противоположна ему, под влиянием активного сопротивления угол ψ способен принимать все значения от приблизительно $-\pi/2$ до приблизительно $+\pi/2$, сообразно с чем угол между положительной осью полюсного колеса и напряжением на зажимах может принимать все значения от приблизительно 0 до приблизительно π. Как мы увидим ниже, величина угла ψ главным образом зависит от отношения $X_c : (X_q + X_\sigma)$. Пока машина работает в нижней прямолинейной части характеристики, так что $U_R/2U_L$ практически равно 1, отношение это, а значит и угол ψ при определенном нагрузочном сопротивлении X_c и изменяющемся токе постоянны. В криволинейной части характеристики X_q уменьшается вследствие уменьшения проницаемости и вследствие этого изменяется также угол ψ. В дальнейшем мы рассмотрим, так же как в § a, поведение машины во всей области характеристики холостого хода, хотя в ее криволинейной части напряжение на зажимах машины значительно превышает номинальное напряжение.

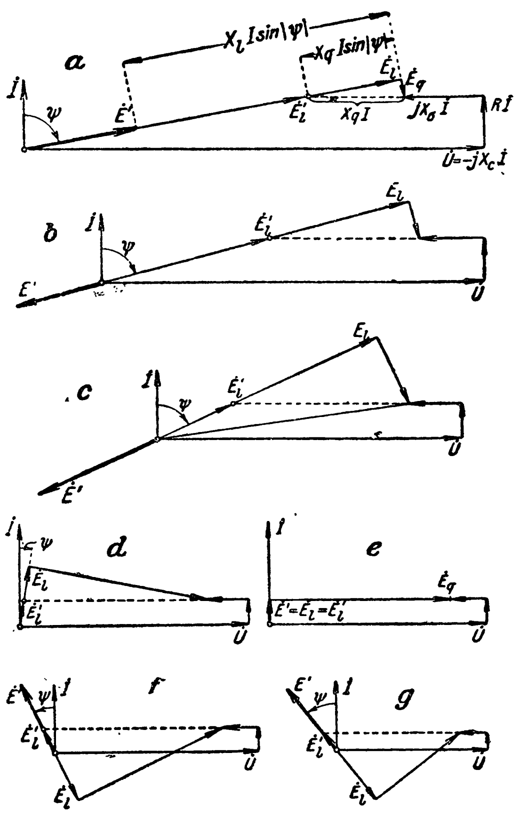
Чтобы рассмотреть практический случай, предположим, что машина имеет кажущуюся мощность 3kVA, $U_N = 120$ V, 1500 *об/мин* и частоту 50 Hz. Это — та самая машина, к которой мы уже не раз обращались для иллюстрации наших выводов (фиг. 31a и b). Ее характеристика холостого хода $E(i)$ представлена на фиг. 217. Для простоты, и для того, чтобы сделать как можно более ясным изменение k_q и k_l в зависимости от магнитной нагруженности якорного железа, мы положим $\Phi_1(U_R) = \Phi_1(\Theta)$, т.-е. допустим, что магнитное напряжение в роторе равно нулю. Необходимые для построения диаграмм величины примерно равны:

$$R = 0{,}123\ \Omega,\ X_\sigma = 0{,}19\ \Omega,\ X_{q\,\infty} = 1{,}0\ \Omega,\ k_{l\,\infty} = 0{,}915,\ \frac{w}{g} = 22{,}9.$$

Зависимость коэфициентов k_q и k_l от степени насыщения якорного железа мы учитываем согласно § D 3 b. Тогда мы имеем для нагрузки машины емкостным сопротивлением $X_c = 1{,}1\ \Omega$ при постепенном понижении напряжения на зажимах U представленные на фиг. 215a — g диаграммы, из которых получаем с помощью характеристики холостого хода показанную на фиг. 216 кривую $U(i)$. Расположенные на этой кривой точки a — g соответствуют диаграммам фиг. 215a — g.

На фиг. 215a ($U = 120$ V) угол ψ отрицателен, так что продольный полярный ток якоря действует в том же направлении, что и результирующий продольный полный ток, равный сумме полного тока ротора и продольного полного тока якоря. ЭДС ротора E' положительна (точка a

на фиг. 216). По мере уменьшения напряжения на зажимах, ЭДС полюсного колеса E' убывает (ток возбуждения i), обращается в нуль при $U = 110{,}5\,\mathrm{V}$ и при дальнейшем понижении напряжения на зажимах меняет свой знак (отрицательный ток возбуждения). При напряжении на зажимах $U = 100\,\mathrm{V}$ мы получаем диаграмму фиг. 215b. Полюсное колесо по отношению к напряжению на зажимах U немного повернулось в положительном направлении; угол ψ, как на фиг. 215a, отрицателен. Продольный полный ток якоря действует в том же направлении, что и результирующий полный ток, но последний теперь равен разности между продольным полным током якоря и полным током ротора, потому что ЭДС полюсного колеса E' отрицательна.

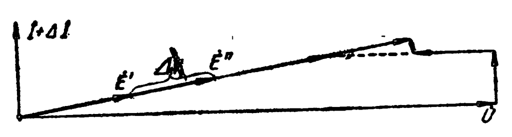


Фиг. 215a — g. Диаграммы напряжений при различных напряжениях на зажимах U и неизменном емкостном сопротивлении

$$X_c < X_{q\infty} + X_\sigma;$$

точки обозначены в соответствии с фиг. 216.

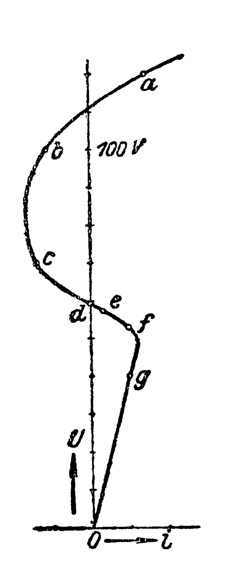
При дальнейшем понижении напряжения на зажимах, величина E' сперва возрастает, а затем убывает снова. Диаграмма 215c построена для $U = 70\,\mathrm{V}$ и соответствует отрицательному возбуждению в точке c на фиг. 216. На фиг. 215d ($U = 59\,\mathrm{V}$) ЭДС полюсного колеса E' обратилась в нуль. Если мы продолжаем понижать напряжение на зажимах, то ЭДС E' опять становится положительной; полюсное колесо при этом вращается в положительном направлении. На фиг. 215e представлен тот случай, когда угол ψ обратился в нуль ($U = 57\,\mathrm{V}$). Продолжая понижать напряжение, мы получаем при $53\,\mathrm{V}$ диаграмму, представленную на фиг. 215f. Обратный полный ток якоря теперь положителен, ему противодействует полный ток ротора; следовательно, E' надо опять



Фиг. 215a'. Диаграмма напряжений как на фиг. 215a, но для $\dot{I} + \Delta\dot{I}$, для исследования устойчивости.

считать положительной (см. точку f на фиг. 216). При дальнейшем понижении напряжения на зажимах до нуля полюсное колесо продолжает вращаться в положительном направлении, на рис. 215g показана диаграмма в виде примера для $U = 40$ V.

Теперь нам надо еще исследовать, какие части получившейся этим путем кривой $U(i)$ устойчивы. Для этого мы поступаем так же, как в § а. Мы строим для исследуемой точки работы, которой соответствует



Фиг. 216. Емкостная нагрузочная характеристика $U(i)$, дважды пересекающая ось ординат (см. фиг. 215a — g).

Фиг. 217. Три различные формы емкостной нагрузочной характеристики $U(i)$.

якорный ток $\dot{I}$, диаграмму напряжений (например, фиг. 215a) и находим по второй диаграмме напряжений для тока $\dot{I} + \Delta\dot{I}$ получающуюся при этом ЭДС полюсного колеса $\dot{E}''$ (см. фиг. 215a). Тогда разность между ЭДС-ами полюсного колеса при токе $\dot{I}$ и токе $\dot{I} + \Delta\dot{I}$ дает нам падение напряжения $\Delta\dot{U} = \dot{E}' - \dot{E}''$, которое должен был бы обусловить добавочный ток $\Delta\dot{I}$. Если этот последний противоположен по фазе $\dot{I}$, как это имеет место в том случае, когда $E'' > E'$, то состояние устойчиво, в противном случае — неустойчиво. Рабочее состояние, соответствующее фиг. 215a, представляется, таким образом, согласно рис. 215a′, устойчивым. Сообразно с этим при неизменном реактивном сопротивлении X_c должны быть устойчивы все части кривой $U(i)$, при которых величина полного тока полюсного колеса возрастает, когда мы следуем по ним в направлении возрастающего тока, то-есть возрастающего напряжения на зажимах. На фиг. 217 еще раз начерчена кривая $U(i)$ для $X_c = 1{,}1\ \Omega$,

причем неустойчивая область показана пунктиром. Для сравнения более тонкими линиями показана также соответственная кривая при $R=0$.

Пересекают ли кривые $U(i)$ дважды ось ординат при неизменном емкостном сопротивлении X_c, как на фиг. 216, или только один раз, или совсем не пересекают, — это зависит от величины сопротивления X_c. Диаграммы на фиг. 215e, которые должны получиться при двукратном пересечении оси ординат кривою $U(i)$, требуют достаточно малого сопротивления X_c; чтобы кривая $U(i)$ вообще не пересекала оси ординат, сопротивление X_c должно быть достаточно велико. Чтобы для этих двух случаев найти предельные значения X_c, мы определяем те сопротивления $X_c=X_{c0}$, при которых ЭДС полюсного колеса E' обращается в нуль. Как по фиг. 215d, так и по фиг. 215a мы имеем, при $E'=0$,

$$(X_{c0}-X_\sigma-X_q)^2+R^2=(X_l-X_q)^2\sin^2\psi, \tag{262a}$$

при чем

$$\sin^2\psi=\frac{(X_{c0}-X_\sigma-X_q)^2}{(X_{c0}-X_\sigma-X_q)^2+R^2}. \tag{262b}$$

Число точек пересечения кривой $U(i)$ с осью ординат определяется уже характером кривой в нижней части. Решив урав. (262a) относительно X_{c0}, подставив $X_{q\infty}$ и $X_{l\infty}$ вместо X_q и X_l и пренебрегая R^2 по сравнению с $\left(\frac{X_{l\infty}-X_q}{2}\right)^2$, мы получаем

$$X_{c0}=X_\sigma+\frac{X_{l\infty}+X_q}{2}\pm\frac{X_{l\infty}-X_q}{2}. \tag{263}$$

Чтобы кривая $U(i)$ пересекала ось ординат дважды, X_c должно быть, следовательно, меньше, нежели меньшее значение X_{c0}, то-есть

$$X_c<X_\sigma+X_{q\infty}. \tag{263a}$$

В нашем случае получается $X_c<1{,}19\ \Omega$.

Чтобы кривая $U(i)$ вообще не пересекала оси ординат, X_c должно быть больше, нежели большее значение X_{c0}, то есть

$$X_c>X_\sigma+X_{l\infty}. \tag{263b}$$

В нашем случае получается $X_c>1{,}85\ \Omega$.

На фиг. 217 показаны также кривые $U(i)$ для случаев $1{,}19<X_c<1{,}85\ \Omega$, а именно $X_c=1{,}35\ \Omega$, и $X_c>1{,}85\ \Omega$, а именно $X_c=2{,}5\ \Omega$, причем неустойчивая часть показана снова черточками. Для сравнения тонкими линиями указаны также соответственные кривые при $R=0$; [1] при

[1] В отличие от фиг. 140b на фиг. 214 и 217 часть кривой $U(\Theta)\sim U(i)$, расположенная ниже точки $(0, U)$, нанесена над отрицательными абсциссами. Это относится также к представленной на фиг. 217 для $X_c=1{,}35\ \Omega$ кривой. Если, наоборот, для кривой, действительной при $X_c=1{,}1\ \Omega$, сделать пограничный переход $\lim R=0$, то оказывается, что, строго говоря, соответствующая

$X_c = 2{,}5\ \Omega$ кривая для $R = 0$ практически совпадает с точною кривой. Кроме того показаны соответственные прямые емкости $X_c I$, а также характеристика холостого хода $E(i)$.

У кривых, представленных на фиг. 217 для $X_c = 1{,}1$ и $1{,}35\ \Omega$ устойчивые части, выходящие из начала координат, соответствуют тем состояниям работы, при которых обычно номинальное напряжение недостижимо. Напряжение на зажимах поддается здесь регулированию посредством изменения тока возбуждения, но если ток возбуждения, определяемый вертикальною касательной к кривой, оказывается превзойденным, то напряжение перескакивает на верхнюю ветвь кривой $U(i)$. Здесь ток и напряжение значительно превосходят свои номинальные значения и в большинстве случаев работа невозможна без серьезной опасности для машины.

Е. Ток короткого замыкания.

1. Установившийся ток короткого замыкания и треугольник Потье.

Установившийся ток короткого замыкания, проходящий через якорную обмотку, зависит главным образом от полного тока ротора и реакции якоря. Мы рассмотрим сначала тот случай, когда накоротко замкнуты все зажимы многофазного генератора.

а. *m*-фазное короткое замыкание. Если пренебречь активным сопротивлением якорной обмотки, которое, вообще говоря, не велико у турбогенераторов и больших машин с явно выраженными полюсами, то ток короткого замыкания отстает по фазе от фиктивной ЭДС E' ротора на одну четверть периода ($\psi_k = \pi/2$). Диаграмма напряжений (см. фиг. 128 и 161) для этого случая нагрузки и для машины с явно выраженными полюсами представлена на фиг. 218а. Эта же диаграмма применима и для машины с неявно выраженными полюсами, если заменить X_l через X_h. Результирующая ЭДС E_{rk} равна реактивному падению напряжения $X_\sigma I_k$ и в виду малости X_σ по сравнению с X_l соответствует такой точке на характеристике холостого хода, которая всегда расположена в ее нижней прямолинейной части (фиг. 218b). Таким образом, реактивное сопротивление X_l определяется касательною к характеристике холостого хода и по этой касательной мы находим соответствующий ЭДС E' полный ток Θ, для которого построена диаграмма напряжений фиг. 218а. Имеем

$$\Theta'_A = \Theta - \Theta_{rk} \tag{264a}$$

диаграммам фиг. 215е — g для $\lim R = 0$ часть кривой должна была бы лежать над положительными абсциссами. При напряжении, соответствующем диаграмме фиг. 215е для $\lim R = 0$, полный ток ротора изменяет скачкообразно свой знак и в то же время ротор поворачивается на угол π. Так как этот скачок кривой с отрицательных на положительные значения мог бы спутать читателя, то и кривая для $X_c = 1{,}1\ \Omega$ при $R = 0$ нанесена полностью над отрицательными абсциссами, хотя это не вполне правильно. При правильном изображении отклонение кривой $U(i)$ при $R = 0$ от кривой $U(i)$ с учетом активного сопротивления было бы меньше, чем на фиг. 217.

и отсюда

$$I_k = \frac{E'}{X_l + X_\sigma} = \frac{\Theta - \Theta_{rk}}{gk_l}, \qquad (264\mathrm{b})$$

где g дается урав. (98a), а k_l нужно подставить согласно сказанному в § D 3. Для машины с неявно выраженными полюсами нужно заменить gk_l через gk_h по урав. (167a).

Таким образом, пользуясь характеристикой холостого хода, мы, для данного полного тока ротора Θ, определяем ток короткого замыкания машины с явно-выраженными полюсами следующим путем (см. фиг. 219). На оси ординат откладываем отрезок $X_\sigma \frac{\Theta}{gk_l}$ и конец его соединяем с Θ; тогда ордината точки пересечения с характеристикой холостого хода равна

$$E_{rk} = X_\sigma \frac{\Theta - \Theta_{rk}}{gk_l} = X_\sigma \frac{\Theta'_A}{gk_l}. \qquad (264')$$

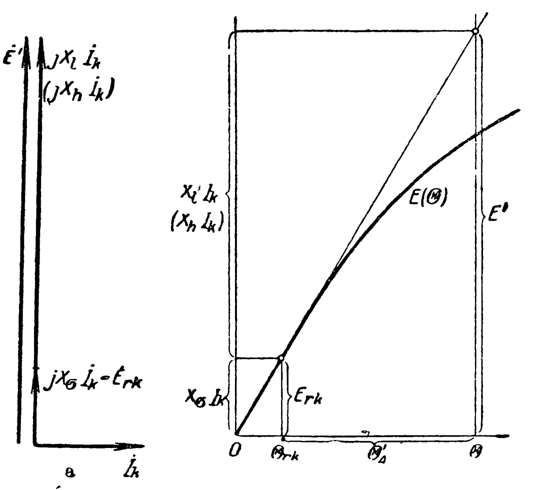
Отсюда для тока короткого замыкания получается

$$I_k = \frac{E_{rk}}{X_\sigma} \quad \text{или} \quad I_k = \frac{\Theta - \Theta_{rk}}{gk_l}, \qquad (264'\mathrm{a\ и\ b})$$

причем лучше пользоваться вторым уравнением, потому что ЭДС E_{rk}, в виду ее малости (на фиг. 218b и 219 она преувеличена), нельзя с достаточной точностью отсчитать по характеристике холостого хода. Определяя для различных полных токов ротора ЭДС-ы E_{rk} и соответственный полный ток ротора Θ_{rk}, мы можем построить характеристику короткого замыкания

$$I_k(\Theta) \sim X_\sigma I_k(\Theta);$$

практически она представляет собою прямую, ибо E_{rk} расположена в нижней, прямолинейной части характеристики холостого хода. Тот же способ построения применим и для машины с неявно выраженными полюсами, если заменить k_l через k_h.



Фиг. 218 a и b. Диаграмма напряжений машины с явно (и неявно) выраженными полюсами при коротком замыкании с $R = 0$ и ее соотношение с характеристикой холостого хода.

Треугольник $\Theta_{rk}\Theta E_{rk}$ на фиг. 219 ($\psi_k = \pi/_2$) называется треугольником Потье, его стороны пропорциональны якорному току.

При одних и тех же якорях, одинаковых полных токах ротора и характеристиках холостого хода токи короткого замыкания машины

с явно выраженными и машины с неявно выраженными полюсами относятся между собою, как

$$\frac{I_{k\,\text{явн.}}}{I_{k\,\text{неявн.}}} = \frac{X_h + X_\sigma}{X_l + X_\sigma}, \tag{265}$$

где по урав. (166b)

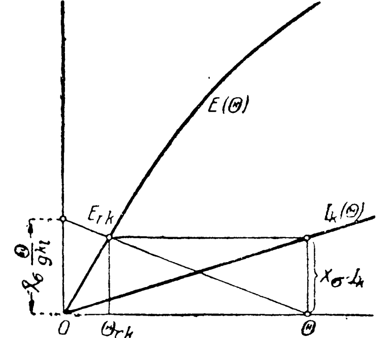
$$X_h = \frac{E'}{\Theta} g k_h \tag{265a}$$

и по урав. (252f) и (259a)

$$X_l = \frac{E'}{\Theta} g k_l. \tag{265b}$$

При $X_\sigma = 0{,}12 X_h$, $k_h = \frac{\pi^2}{6\sqrt{3}} = 0{,}953$ (ротор обмотан на 2/3) и $k_l = 0{,}87$ получается $I_{k\,\text{явн.}} = 1{,}08 I_{k\,\text{неявн.}}$

Учитывая активное сопротивление, мы получаем при коротком замыкании машины с неявно выраженными полюсами диаграмму напряжений, представленную на фиг. 220a. В отличие от ранее рассмотренного случая ($R = 0$) ток короткого замыкания обозначен через I'_k. При том же полном токе ротора получается



Фиг. 219. Определение тока короткого замыкания I_k.

$$I'_k = I_k \sin \psi_k, \tag{265'a}$$

так как E_n расположена в прямолинейной части характеристики холостого хода и поэтому X_h таково же, как в случае $R = 0$. Характеристика короткого замыкания снова представляет собою прямую, которая, однако, расположена менее круто, чем в случае $R = 0$. В большинстве случаев, впрочем, $\sin \psi_k \approx 1$, так что активным сопротивлением якорной обмотки можно пренебрегать.

При коротком замыкании машины с явно выраженными полюсами мы получаем, учитывая активное сопротивление, диаграмму напряжений, представленную на фиг. 220b (ср. фиг. 193). Здесь мы имеем

$$I_k' = \frac{E'}{\dfrac{X_q + X_\sigma}{\sin \psi_k} + (X_l - X_q) \sin \psi_k}$$

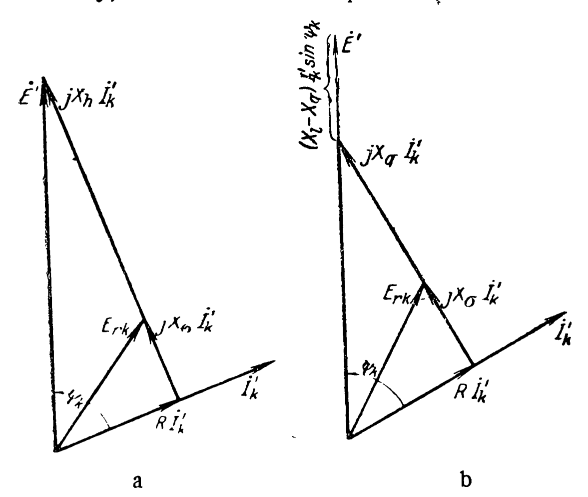
и в связи с урав. (264b)

$$I_k' = \frac{X_l + X_\sigma}{X_l + X_\sigma - (X_l - X_q) \cos^2 \psi_k} I_k \sin \psi_k. \tag{265'b}$$

Так как эта дробь всегда несколько больше 1, то ток короткого замыкания с учетом активного сопротивления еще меньше отличается от тока короткого замыкания при $R = 0$ у машины с явно выраженными полюсами, чем у машины с цилиндрическим ротором [ср. урав. (265a)].

b. Двухфазная машина при одно- и двухфазном коротком замыкании. Прежде чем заняться однофазным коротким замыканием трехфазной машины, рассмотрим, как относятся между собою токи короткого замыкания двухфазной машины при коротком замыкании обеих фаз обмотки (двухфазном) и при коротком замыкании только одной фазы обмотки (однофазном), так как здесь падение напряжения, обусловленное рассеянием, и амплитуда полного тока якоря при одно- и двухфазном коротком замыкании одинаковы, если одинаков в обоих случаях якорный ток, и это создает особенно простые соотношения.

Содержащиеся в § a исследования, в частности — определение тока короткого замыкания, относятся и к двухфазной машине, причем надо только иметь в виду, что здесь число фаз $m = 2$ и обмоточный коэфи-



Фиг. 220a и b. Диаграмма напряжений при коротком замыкании, $R > 0$. a) машина с неявно выраженными полюсами (с цилиндрическим ротором), b) машина с явно выраженными полюсами.

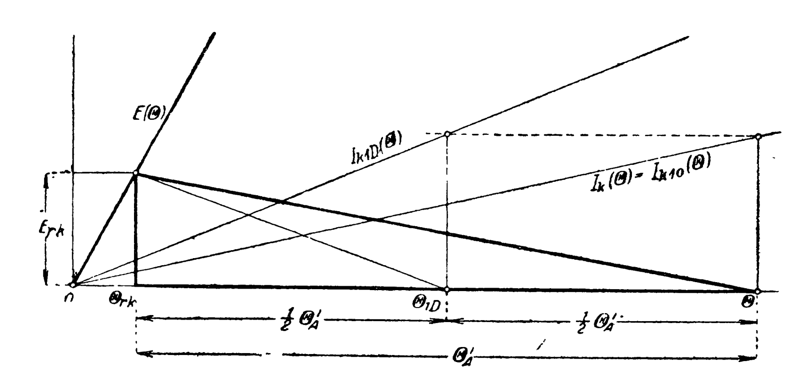
циент ξ_1 будет иным, чем у трехфазной машины. Пусть на фиг. 221 жирно вычерченный треугольник Потье с основанием $\Theta - \Theta_{rk}$ относится к короткому замыканию обеих фаз обмотки и полному току ротора Θ. Тогда двухфазный ток короткого замыкания равен:

$$I_k = \frac{\Theta - \Theta_{rk}}{gk_l} = \frac{\Theta'_A}{gk_l}. \qquad (264'b)$$

Если накоротко замкнута только одна из обеих фаз обмотки (однофазное короткое замыкание), то кривая возбуждения якорного поля представляет собою стоячую переменную волну, амплитуда которой, согласно сказанному в II Д 2 тома I, при том же эффективном значении тока равна по величине амплитуде вращающейся кривой возбуждения якорного поля при двухфазном коротком замыкании. Эту переменную волну мы можем разложить на две вращающиеся волны половинной амплитуды, из которых одна неподвижна относительно ротора, а другая

перемещается относительно него с удвоенной синхронной скоростью. Полный ток синхронной волны при том же эффективном токе вдвое меньше, чем при двухфазном коротком замыкании. В отношении же влияния обратной волны мы рассмотрим два предельных случая.

В первом случае пусть вихревые токи в роторе полностью заглушают эту волну; тогда мы можем ее не рассматривать вовсе. Если мы первоначально предположим, что якорный ток при однофазном коротком замыкании таков же, как при двухфазном, то в этом случае нужно взять треугольник Потье с основанием $\Theta_{1D} - \Theta_{rk}$ (фиг. 221) при полном токе ротора Θ_{1D}. Здесь $E_{rk1D} = E_{rk}$, так как X_σ у симметричной двухфазной машины не зависит от того, проходит ли ток



Фиг. 221. Отношения между токами однополюсного и двухполюсного короткого замыкания двухфазной машины.

только по одной или по обеим фазам обмотки; далее имеем $\Theta_{1D} - \Theta_{rk} = {}^1/_2\,(\Theta - \Theta_{rk})$, так как синхронный полный ток при однофазном коротком замыкании вдвое меньше, чем при двухфазном. Допуская, что при всех практически имеющих место полных токах ротора E_{rk1D} еще остается в прямолинейной части характеристики, однофазный ток короткого замыкания при полном токе ротора Θ и полном заглушении обратного поля якоря можно определять из выражения:

$$I_{k1D} = \frac{\Theta}{\Theta_{1D}}\, I_k = \frac{\Theta_{rk} + \Theta'_A}{\Theta_{rk} + 0{,}5\Theta'_A} \cdot I_k = \frac{\varepsilon\gamma + \eta}{\varepsilon\gamma + 0{,}5\eta}\, I_k, \tag{266}$$

где I_k означает двухфазный ток короткого замыкания при том же полном токе ротора Θ [см. урав. (264'b) и где для сокращения положено

$$\varepsilon\gamma = \frac{\Theta_{rk}}{\Theta_0} \text{ и } \eta = \frac{\Theta'_A}{\Theta_0}. \qquad \text{(266a и b)}$$

Здесь Θ_0 — полный ток при холостом ходе и номинальном напряжении (см. фиг. 228). Таким образом $I_{k1D} > I_k$ и I_{k1D} достигает своего

теоретического максимального значения $I_{k1D} = 2I_k$ при $\Theta_{kr} = 0$, то-есть при $X_\sigma = 0$.

Во втором случае мы допускаем, что обратное поле не заглушается, даже по оси ротора, в контур которого мы можем представлять себе введенною дроссельную катушку. Отсчитывая время t от того момента $(t = 0)$, когда ток в якорной обмотке, синусоидальный по нашему предположению, достигает отрицательного максимума, а место x на окружности якоря — от одной из осей якорной обмотки $(x = 0)$, мы можем при синусоидальной кривой возбуждения роторного поля написать для результирующей кривой возбуждения поля

$$f(x) = \frac{\Theta}{2}\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau}x\right) - \frac{\Theta_A}{2}\cos\omega t\cos\frac{\pi}{\tau}x. \quad (267a)$$

В момент $t = 0$ имеем $f(x) = \frac{\Theta - \Theta_A}{2}\cos\frac{\pi}{\tau}x$. Оси полюсов ротора и якорной обмотки совпадают (см. фиг. 222а при $t = 0$); при том же якорном токе полный ток якоря таков же, как при двухфазном коротком замыкании, и то же относится к результирующему полю, создаваемому сообща полными токами якоря и ротора, если последний в обоих случаях одинаков. С течением времени оси полюсов ротора расходятся с осями якорной обмотки, и полный ток якоря убывает (см. фиг. 222а при $t = T/8$). До момента $t = T/4$ $(\omega t = \pi/2)$, когда якорный ток обращается в нуль, результирующее поле в воздушном промежутке возрастает до значения, соответствующего характеристике холостого хода при данном полном токе ротора $\left(f(x) = \frac{\Theta}{2}\sin\frac{\pi}{\tau}x,\right.$ см. фиг. 222а$\left.\right)$. Но сцепленный с якорною обмоткою поток на протяжении рассматриваемого отрезка времени убывает и при том у машины с неявно выраженными полюсами и прямолинейной характеристикой — по косинусоиде

$$\varphi_A \sim \int_{-\frac{\tau}{2}}^{+\frac{\tau}{2}} f(x)\,dx = \frac{\tau}{\pi}(\Theta - \Theta_A)\cos\omega t. \quad (267b)$$

Он индуктирует в якорной обмотке синусоидальную ЭДС, эффективное значение которой равно реактивному падению напряжения $X_{\sigma_1} I_{k_{10}}$. Следовательно, мы получаем для однофазного короткого замыкания машины с неявно выраженными полюсами при прямолинейной характеристике и том же якорном токе $(X_{\sigma_1} I_{k_{10}} = X_\sigma I_k)$ тот же треугольник Потье, что и для двухфазного короткого замыкания.

Таким образом, чтобы построить для машины с неявно выраженными полюсами и прямолинейной характеристикой треугольник Потье при однофазном коротком замыкании, когда обратное поле не заглушено надо отложить на характеристике холостого хода $X_{\sigma_1} X_{k_{10}}$ для принятого якорного тока, и прибавить к соответственной абсциссе отнесен-

ный к характеристике холостого хода („действующий“) полный ток якоря Θ'_{A_1}. В результате получается полный ток ротора Θ, при котором возникает принятый нами ток короткого замыкания. Так как у двухфазной машины $X_{\sigma_1} = X_\sigma$ и $\Theta_{A_1} = \Theta_A$ (см. фиг. 221), то **при отсутствии заглушения обратного поля однофазный ток короткого замыкания равен двухфазному.**

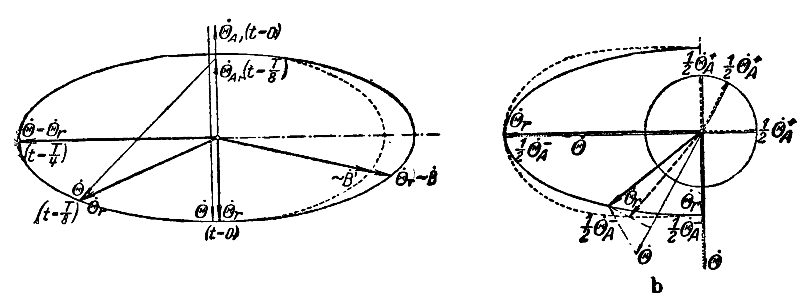
Возникающий в действительности ток короткого замыкания I_{k_1} при однофазном коротком замыкании лежит в пределах

$$I_k < I_{k_1} < I_{k_1 D} \tag{268}$$

У турбогенераторов при средних значениях $\varepsilon\gamma = 0{,}10$ и $\eta = 1{,}35$ (см. § f)



$$I_k < I_{k_1} < 1{,}87 I_k \tag{268a}$$



Фиг. 222a и b. Процессы при однополюсном коротком замыкании и отсутствии успокоения. a) машина с неявно выраженными полюсами, b) машина с неявно (————) и явно (— — — —) выраженными полюсами.

Если машина снабжена демпферной обмоткою, то однофазный ток короткого замыкания довольно близок к верхнему предельному случаю.

Вследствие насыщения и наличия междуполюсного пространства у машины с явно выраженными полюсами изменение во времени результирующего, сцепленного с якорною обмоткою потока в воздушном промежутке отклоняется от косинусоиды урав. (267b). Приняв во внимание насыщение у машины с неявно выраженными полюсами, мы получим, для конца вектора индукции $\dot{B}'$, примерно кривую, показанную пунктиром в правой части фиг. 222a. Чтобы определить влияние междуполюсного пространства при прямолинейной характеристике машины, представляется целесообразным разложить полный ток якоря на обе его вращающиеся друг против друга составляющие $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_A^+$ и $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_A^-$ (см. фиг. 222b, где $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_A^+$ представлен тонкими черточками, $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_A^-$ — пунктиром и $\dot{\Theta}$ — тонкою сплошною линией). Находя тогда для различных моментов результирующий полный ток $\dot{\Theta}_r$, причем мы кривую возбуждения роторного поля считаем синусоидой, получим кривую геометрического места $\dot{\Theta}_r$ для машины с неявно выраженными

полюсами (сплошную), которую мы на фиг. 222а уже нашли по другому способу. Для машины с явно выраженными полюсами кривая возбуждения роторного поля уже не синусоидальна, и $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_{A}^{+}$, а также совпадающую по фазе с $\dot{\Theta}$ составляющую $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_{A}^{-}$ нужно еще умножить на k_l, а перпендикулярно к $\dot{\Theta}$ расположенную составляющую $\frac{1}{2}\dot{\Theta}_{A}^{-}$ на k_q, чтобы они вместе с $\dot{\Theta}$ дали результирующий полный ток $\dot{\Theta}_r$. Положив ради упрощения $k_l = 1$ и $k_q = \frac{1}{2}$, мы получаем показанную тонкими черточками кривую геометрического места (фиг. 222b) для результирующего полного тока $\dot{\Theta}_2$, отнесенного к прямолинейной характеристике холостого хода (на фиг. 222b этот результирующий полный ток показан толстыми черточками).

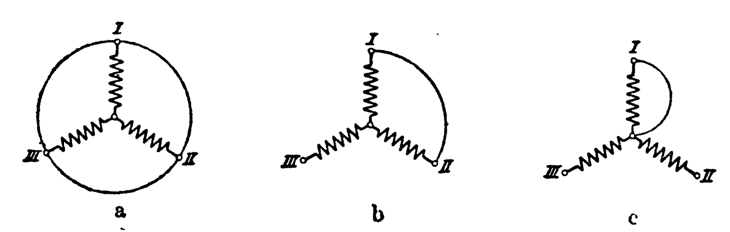
Под влиянием наличия междуполюсного пространства кривая результирующего потока в воздушном промежутке, сцепленного с якорною обмоткою, в функции от времени, сплющивается или даже прогибается во-внутрь, так что основная волна этого потока, которою преимущественно определяются ЭДС E_{rk10} и ток короткого замыкания, становится несколько больше, чем поток при совпадении осей роторной и статорной обмоток. Под влиянием насыщения, основная волна результирующего потока в воздушном промежутке, у машин, как с явно выраженными полюсами, так и с цилиндрическим ротором, будет несколько меньше, чем при совпадении осей роторной и статорной обмоток. Эти влияния на треугольнике П о т ь е отражаются в том, что при таком же токе короткого замыкания, как при двухфазном коротком замыкании, вертикальный катет E_{rk10} немного меньше или больше, чем E_{rk} (при двухфазном), между тем как основание (Θ'_A) остается прежним.

с. Однофазное и двухполюсное короткое замыкание у соединенных в звезду трехфазных машин. У соединенной в звезду трехфазной машины при однофазном коротком замыкании следует отличать короткое замыкание одной фазы (фиг. 223с), при котором один из наружных зажимов оказывается в соединении с зажимом нулевой точки, от короткого замыкания двух фаз (рис. 223b), при котором в непосредственном соединении оказываются два наружных зажима, так что ток короткого замыкания проходит через две последовательно включенные фазы обмотки. Первое из этих коротких замыканий называют однополюсным или однофазным, второе — двухполюсным или двухфазным. Термин „однополюсное" неясен, потому что для короткого замыкания должны оказаться в непосредственном соединении по меньшей мере два зажима; кроме того этот термин неприменим при включении якорной обмотки треугольником. Термин же „двухфазное короткое замыкание" неправилен, потому что в действительности речь идет об однофазном коротком замыкании [Р6].

При однофазном и двухполюсном коротком замыкании трехфазной машины надо иметь в виду, что X_σ становится иным, нежели при трехполюсном, потому что взаимоиндукция головок обмотки при коротком замыкании одной фазы отсутствует, а при коротком замыкании двух

фаз, вообще говоря, изменяется. Зато та часть, которая соответствует рассеянию впадин и головок зубцов, остается одинаковой при коротких замыканиях всех трех родов.

Рассмотрим сперва реактивное сопротивление рассеяния X_S, обусловленное только полем лобового рассеяния. Допустим при этом, что как части реактивного сопротивления рассеяния (X'_S), обусловленные током одной только фазы, так и части, обусловленные токами в остальных фазах (X_g), одинаковы для всех фаз, так что все фазы в отношении индуктивности лобового рассеяния ведут себя одинаково. Тогда при двухполюсном коротком замыкании реактивное сопротивле-



Фиг. 223a — c. Трехфазное двухполюсное и однополюсное короткое замыкание.

ние от рассеяния одной фазы таково же, как и при трехполюсном коротком замыкании. Правда, при трехполюсном коротком замыкании имеет место взаимная индукция по отношению к двум фазам, а при двухполюсном — только по отношению к одной фазе; но сумма токов в двух других фазах при трехполюсном коротком замыкании, как и ток в другой фазе при двухполюсном коротком замыкании, равны отрицательному току рассматриваемой фазы (ср. фиг. 224a и b). Поэтому реактивное сопротивление от лобового рассеяния при коротком замыкании трехполюсном, двухполюсном и однофазном относятся между собою как

$$X_S : X_{S_2} : X_{S_1} = X'_S + X_g : X'_S + X_g : X'_S. \qquad (269)$$

Для трехфазных обмоток трехэтажных и их модификаций с катушками равной ширины (см., например, фиг. 124 и 129 тома I и [Л 20], §§ 26 A и C), это отношение, согласно таблице 11 стр. 292 тома I, равно

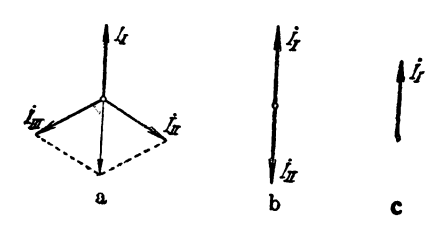
$$X_S : X_{S_2} : X_{S_1} \approx 1 : 1 : 0{,}895. \qquad (269a)$$

Для трехфазных обмоток двухэтажных и их модификаций, (см. напр. фиг. 120a и 128, том I) X_g отрицательно и согласно таблице 12 тома I (стр. 292)

$$X_S : X_{S_2} : X_{S_1} \approx 1 : 1 : 1{,}14. \qquad (269b)$$

Только при обмотках с катушками равной ширины, обычно применяемых для турбогенераторов, и при двухэтажных обмотках, в большинстве случаев применяемых для машин с явно выраженными полюсами, допустимо предполагать, что все фазы обмотки обладают одина-

ковой индуктивностью рассеяния. При реже применяемых трехэтажных обмотках такое предположение, вообще говоря, не соответствует действительности и может дать весьма значительное отклонение от нее, если головки обмоток распределены по окружности якоря не равномерно, а сосредоточены на одном двойном полюсном делении с целью сделать статор разъемным (см. § 34 В, [Л 20]). Тогда и при трехполюсном и при однофазном коротком замыкании токи короткого замыкания в отдельных фазах будут различны; при двухполюсном коротком замыкании токи будут находиться в зависимости от того, какие зажимы замкнуты накоротко. Как мы уже видели в § a и b, влияние величины реактивного сопротивления от рассеяния, в которую входит только одною частью реактивное сопротивление от лобового рассеяния, на ток короткого замыкания в практических случаях невелико. Поэтому мы ограничимся здесь рассмотрением того случая, когда реактивные сопротивления от рассеяния во всех фазах равны между собою.



Фиг. 224a — c. Фазные токи при трехфазном, двухполюсном и однополюсном коротком замыкании.

В среднем мы можем как для турбогенераторов, так и для машин с явно выраженными полюсами считать реактивные сопротивления от рассеяния впадин и головок зубцов, вместе взятые, равными приблизительно половине реактивного сопротивления от лобового рассеяния. В таком случае при трехэтажных обмотках и их модификации с катушками одинаковой ширины, обычно применяемых для турбогенераторов [см. урав. (269a)]

$$X_{\sigma} : X_{\sigma_2} : X_{\sigma_1} \approx 1 : 1 : 0{,}93 \qquad (270a)$$

и при обмотках двухэтажных, обычных для машин с явно выраженными полюсами [см. урав. (269b)]

$$X_{\sigma} : X_{\sigma_2} : X_{\sigma_1} \approx 1 : 1 : 1{,}09. \qquad (270b)$$

При однофазном и двухполюсном коротких замыканиях кривая возбуждения якорного поля представляет собою стоячую переменную волну, которую мы снова можем разложить на две вращающиеся волны с половинной амплитудой, из которых одна неподвижна относительно ротора, а другая перемещается относительно него с удвоенной синхронной скоростью. Обратный полный ток определяется при заглушении обратного поля тою частью кривой возбуждения, которая относительно ротора неподвижна. Согласно урав. (180) тома I синхронные части полных токов при коротком замыкании трехполюсном, двухполюсном и однофазном относятся между собою как

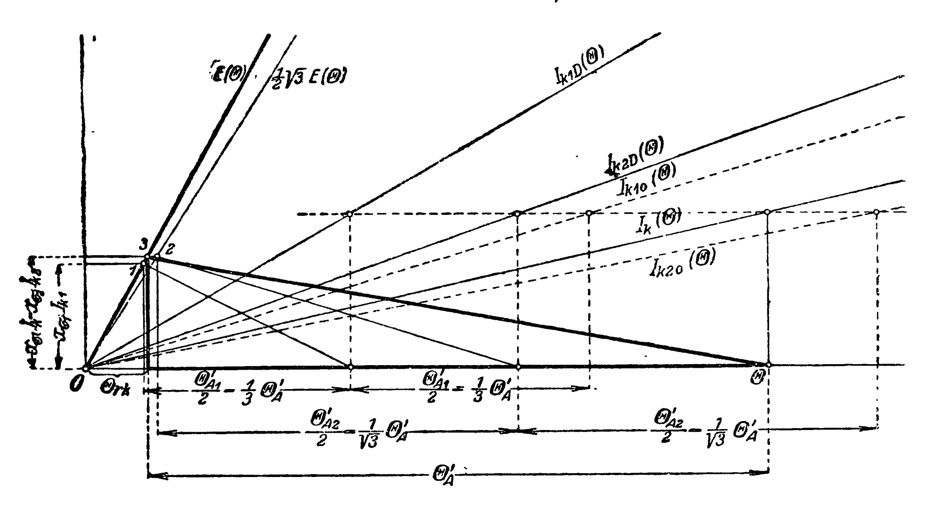
$$\Theta'_A : \frac{\Theta'_{A_2}}{2} : \frac{\Theta'_{A_1}}{2} = 1 : \frac{2}{3}\,\frac{\xi_{1,2}}{\xi_1} : \frac{1}{3}, \qquad (271a)$$

причем ξ_1 означает обмоточный коэфициент одной фазы якорной обмотки, а $\xi_{1,2}$ — обмоточный коэфициент двух включенных последовательно фаз обмотки. Но по урав. (148) тома I (см. также таблицы 1 и 2 тома I стр. 126)

$$\frac{\xi_{1,2}}{\xi_1} \approx \frac{\sqrt{3}}{2}. \tag{271b}$$

Следовательно, мы имеем

$$\Theta'_A : \frac{\Theta'_{A_2}}{2} : \frac{\Theta'_{A_1}}{2} = 1 : \frac{1}{\sqrt{3}} : \frac{1}{3}. \tag{271}$$



Фиг. 225. Отношения между токами короткого замыкания — трехфазного, двухполюсного и однополюсного.

Если мы, наконец, примем еще во внимание, что при двухполюсном коротком замыкании ординаты отнесенной к одной фазе характеристики холостого хода составляют только $\sqrt{3}/2$ фазовой ЭДС трехфазной машины, то по фиг. 225 мы сможем определить характеристики короткого замыкания для различных отдельных случаев. Здесь треугольник Потье начерчен жирными линиями для трехполюсного короткого замыкания для различных отдельных случаев. Здесь треугольник Потье начерчен жирными линиями для трехполюсного короткого замыкания с полным током ротора Θ. Вершины треугольников Потье для короткого замыкания однофазного и двухполюсного при полном заглушении обратного поля и том же якорном токе, как и при трехполюсном коротком замыкании отмечены цифрами 1 и 2. Отношение реактивных сопротивлений от рассеяния взято по урав. (270a).

Допустим снова, что при всех практически встречающихся полных токах ротора высоты треугольников Потье еще расположены на прямолинейной части характеристики холостого хода. Тогда мы получаем (см. § b) при однофазном коротком замыкании и полном заглушении обратного поля

$$I_{k1D}=\frac{\Theta_{rk}+\Theta'_A}{\frac{X_{\sigma 1}}{X_\sigma}\Theta_{rk}+\frac{1}{3}\Theta'_A}I_k, \qquad (272a)$$

при отсутствии заглушения

$$I_{k10}=\frac{\Theta_{rk}+\Theta'_A}{\frac{X_{\sigma 1}}{X_\sigma}\Theta_{rk}+\frac{2}{3}\Theta'_A}I_k \qquad (272b)$$

и при двухполюсном коротком замыкании, при полном заглушении обратного поля

$$I_{k2D}=\frac{\Theta_{rk}+\Theta'_A}{\frac{2}{\sqrt{3}}\frac{X_{\sigma_2}}{X_\sigma}\Theta_{rk}+\frac{1}{\sqrt{3}}\Theta'_A}I_k \qquad (273a)$$

а при отсутствии заглушения

$$I_{k20}=\frac{\Theta_{rk}+\Theta'_A}{\frac{2}{\sqrt{3}}\frac{X_{\sigma_2}}{X_\sigma}\Theta_{rk}+\frac{2}{\sqrt{3}}\Theta'_A}I_k \qquad (273b)$$

Обозначив через Θ_0 полный ток холостого хода при номинальном напряжении и подставив отношение реактивных сопротивлений от рассеяния по урав. (270a) или (270b), а также (см. § f)

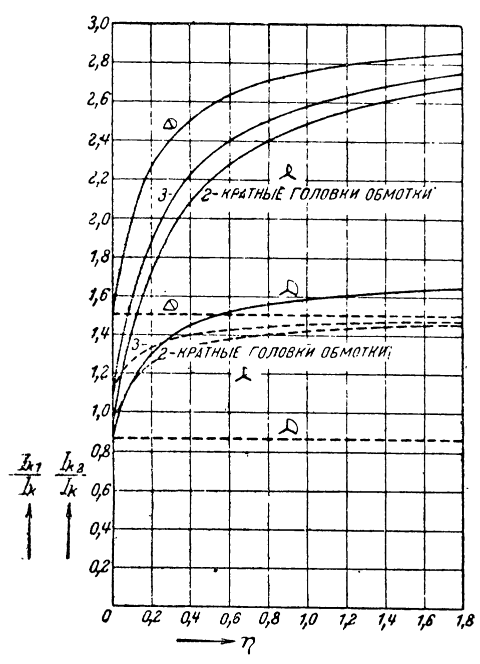
$$\Theta_{rk}=0{,}10\Theta_0, \qquad (270c)$$

мы получаем по урав. (272a и b) и (273a и b) вычисленные и представленные на фиг. 226 в виде функции от отношения $\eta=\Theta'_{AN}/\Theta_0$ токи при однофазном и двухполюсном коротких замыканиях, отнесенные к току трехполюсного короткого замыкания при том же полном токе ротора. При однофазном коротком замыкании надо различать обмотки двухэтажные и трехэтажные (или соответственные модификации). Сплошные кривые действительны при бесконечно большом, пунктирные — при бесконечно малом заглушении обратного поля. Первый случай практически имеет место, когда ротор снабжен мощною демпферной обмоткой. У машин без демпферной обмотки с массивными полюсами и полюсными наконечниками отношение между токами короткого замыкания равно 0,85 от того отношения, которое возникает между ними при полном заглушении обратного поля.

Подчеркнем здесь еще раз то допущение, которое мы сделали, чтобы составить урав. (272a и b) и (273a и b), а именно, что высоты треугольников Потье всегда расположены на прямолинейной части характеристики холостого хода. В большинстве практических случаев ($\varepsilon=X_\sigma I_N/U_N\approx 0{,}12$) эта предпосылка соблюдена. Только в случае исключительно большого реактивного напряжения от рассеяния и в нижней части криволинейной характеристики холостого хода предпосылка эта становится неправильной при однофазном коротком замы-

кании и большом полном токе ротора. Тогда ток короткого замыкания одной фазы становится несколько меньше и может быть найден по фиг. 219.

d. Двухполюсное короткое замыкание при включении обмотки треугольником. В заключение рассмотрим еще практически менее важный случай двухполюсного короткого замыкания при включении статорной обмотки треугольником.



Фиг. 226. Токи однофазного короткого замыкания (одно- и двухполюсного), отнесенные к току трехфазного короткого замыкания, при различных видах короткого, в функции от отношения $\eta = \Theta'_{AN}/\Theta_0$. ——— полное успокоение, — — — — без успокоения.

При двухполюсном коротком замыкании якорной обмотки, соединенной треугольником, ток короткого замыкания

$$I_{k_1} = I'_k + I''_k \tag{274}$$

делится на два составляющих тока I'_k и I''_k, из которых первый проходит по расположенной между замкнутыми накоротко зажимами части обмотки (главной фазе), а второй — по двум другим, последовательно соединенным, фазам обмотки, причем эти оба тока противоположны по направлению. Распределение токов на фиг. 227a мы получаем посредством наложения друг на друга токов, указанных на фиг. 227b и c. Токи на фиг. 227b не участвуют в образовании основной волны кривой возбуждения поля, так что результирующая кривая возбуждения может считаться равною кривой возбуждения поля главной фазы полным током короткого замыкания I_{k_1}. Отсюда мы видим, что соединенная треугольником обмотка при двухполюсном коротком замыкании по существу ведет себя так же, как соединенная звездою обмотка при коротком замыкании одной фазы. Следовательно, отношение между синхронными полными токами якоря при трехполюсном и двухполюсном коротком замыкании равно

$$\Theta'_A : \frac{\Theta'_{A_1}}{2} = 1 : \frac{1}{3}. \tag{275}$$

Если мы для определения реактивного сопротивления рассеяния X_{σ_1} пренебрежем сперва взаимоиндукцией лобовых соединений различных фаз обмотки, то реактивные сопротивления от рассеяния отдельных фаз обмотки таковы же, а следовательно, ток в главной фазе вдвое больше, чем в остальных:

$$I'_k = 2I''_k, \tag{276a}$$

и общее реактивное сопротивление якорной обмотки равно

$$X_{\sigma_1} = \frac{2}{3} X_\sigma, \tag{276b}$$

Если же мы **примем в расчет** взаимоиндукцию и напишем для реактивного сопротивления от рассеяния при трехполюсном коротком замыкании

$$X_\sigma = X_N + X_K + X'_S + X_g, \tag{277}$$

то по изложенным на стр. 268 соображениям и с учетом направления токов на фиг. 227 реактивное падение напряжения в главной фазе равно

$$X'_\sigma I'_k = (X_N + X_K + X_S') I_k' + 2X_g I''_k \tag{277a}$$

и реактивное падение напряжения в двух других фазах

$$2X'_\sigma I''_k = 2(X_N + X_k + X'_S - X_g) I''_k + 2X_g \; {}'_k. \tag{277b}$$

Но согласно фиг. 227a мы должны иметь

$$X'_\sigma I'_k = 2X''_\sigma I''_k; \tag{277c}$$

отсюда получается

$$I_k = 2I''_k \tag{277d}$$

и

$$X'_\sigma = X''_\sigma = X_\sigma. \tag{277e}$$

Фиг. 227a — c. Однофазное короткое замыкание при включении треугольником.

Таким образом и принимая в расчет взаимоиндукцию головок обмоток различных фаз, надо в урав. (272a и b) подставлять для двухполюсного короткого замыкания при схеме треугольника

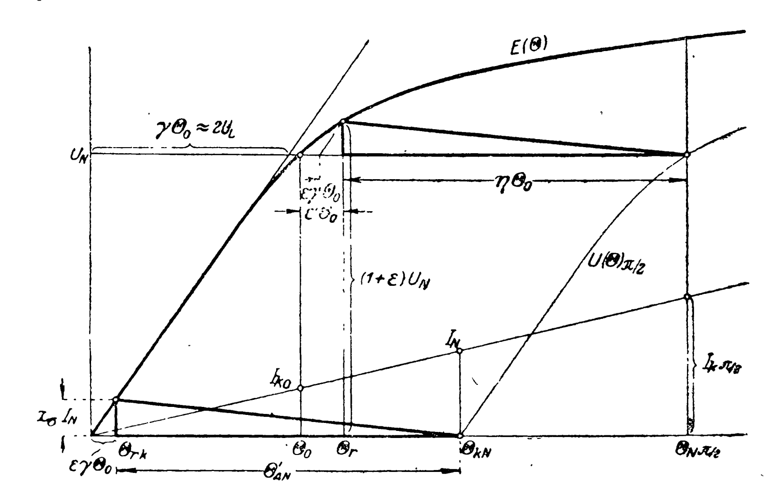
$$X_{\sigma_1} = \frac{2}{3} X_\sigma. \tag{278}$$

Сообразно с этим мы получаем при $\Theta_{rk} = \varepsilon\gamma\Theta_0 = 0{,}10\Theta_0$ для обоих типов обмоток указанные на фиг. 226 токи короткого замыкания, отнесенные к трехполюсному току короткого замыкания, в виде функции от отношения $\eta = \Theta'_{AN}/\Theta_0$.

e. Треугольник Потье и нагрузочная характеристика при $\cos\varphi = 0$. Мы видели в §§ C 2 и 4 a, что при нагрузке машины с неявно выраженными полюсами влияние рассеяния статора и влияние рассеяния ротора на магнитное напряжение вдоль якоря и ротора почти компенсируют друг друга. Поэтому мы получаем для машины с неявно выраженными полюсами нагрузочную характеристику $U(\Theta)_{\pi/2}$ при $I_N = \text{const}$ и чисто индуктивной нагрузке ($\varphi = \psi = \pi/2$, $R = 0$), передвигая треугольник Потье параллельно самому себе так, чтобы верх-

няя вершина скользила по характеристике холостого хода (фиг. 228); правый угол треугольника описывает тогда кривую $U(\Theta)_{\pi/2}$. Полный ток $\Theta_{N\pi/2}$ представляет собою полный ток ротора при номинальном напряжении U_N, номинальном токе и чисто индуктивной нагрузке; это наибольший полный ток ротора, возможный при номинальном токе.

В действительности активное сопротивление якорной обмотки не равно нулю. Но во всех практических случаях оно по сравнению с $X_h + X_\sigma$ ничтожно мало, так что нагрузочная характеристика для



Фиг. 228. Построение нагрузочной характеристики для $I = \text{const}$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ с помощью треугольника Потье,—для машины с неявно выраженными полюсами.

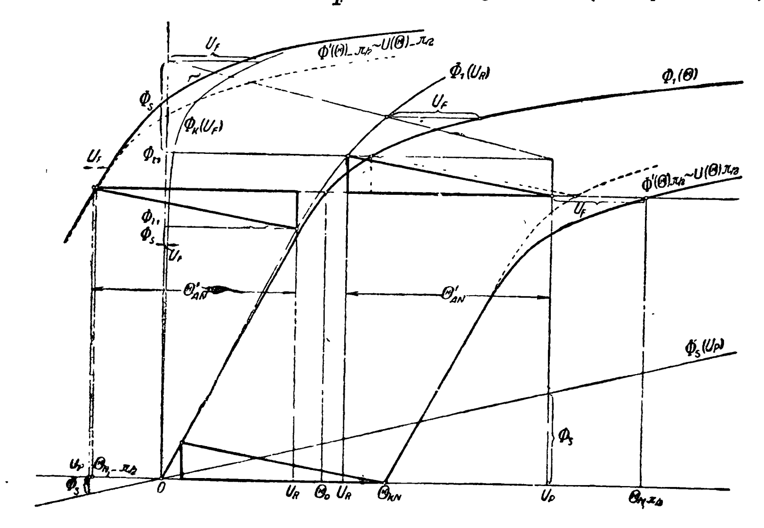
$I_N = \text{const}$ и $\varphi = \pi/2$ с весьма большим приближением действительна также для $\psi = \pi/2$.

У машины с неявно выраженными полюсами обычно $(X_h + X_\sigma) I_N > U_N$, тогда устойчивая работа при чисто емкостной нагрузке с номинальным напряжением и номинальным током невозможна, как это мы показали на основании фиг. 447. При большем напряжении на зажимах и меньшем токе работа может стать устойчивой; но тогда зачастую влияние активного сопротивления при емкостной нагрузке ($\varphi = -\pi/2$) настолько велико, что предпосылка для треугольника Потье, а именно $\psi \approx \pm\pi/2$, уже не соблюдена.

У машины с явно выраженными полюсами определение нагрузочной характеристики $U(\Theta)_{\pi/2}$ по фиг. 228 основано на двух допущениях: во-первых, на том, что обратный полный ток якоря $\Theta'_{AN} = k\Theta_{lAN}$ при $\varphi = \psi = \pi/2$ не зависит от продольного поля ($k_l = \text{const.}$, пренебрегаем явлениями насыщения) и во-вторых, на том, что магнитное напряжение вдоль ротора при нагрузке $\varphi = \psi = \pi/2$ таково же, как при холостом ходе и таком напряжении на зажимах, которое равно продольной ЭДС при нагрузке.

Изменение k_l мы можем, если только нам известна зависимость коэфициента k_l от результирующей продольной ЭДС, учесть легко, изменив соответственно основание треугольника Потье $\Theta'_{AN} = k_l \Theta_{AN}$ (см. фиг. 228); это изменение, как мы видели в § D 3 b, незначительно.

Чтобы учесть влияние изменившегося рассеяния ротора, мы должны передвигать треугольник Потье не по характеристике $E(\Theta)$, а по характеристике $E(U_R) \sim \Phi_1 (U_R)$ (см. фиг. 229) и дополнительно принять в расчет напряжение ротора U_F согласно § D 4 a (см. фиг. 176). При



Фиг 229. Построение нагрузочной характеристики для $I = \text{const}$ и $\varphi = \pm\pi/2$ при помощи треугольника Потье у машины с явно выраженными полюсами.

этом мы строим характеристику в масштабе потока, так как должны ввести прямую потока рассеяния $\Phi_S(U_P)$. На фиг. 229 показано нахождение нагрузочной характеристики $\Phi'(\Theta)_{\pi/2} \sim U(\Theta)_{\pi/2}$ при чисто индуктивной нагрузке ($\varphi = \psi = \pi/2$, $R = 0$) с $I_N = \text{const}$, а также $\Phi'(\Theta)_{-\frac{\pi}{2}} \sim U(\Theta)_{-\frac{\pi}{2}}$ при чисто емкостной нагрузке ($\varphi = \psi = -\pi/2$, $R = 0$) с $I_N = \text{const}$. для точки, которая соответствует работе при номинальном напряжении, причем допущено, что $k_l = \text{const}$. и $\Phi_1(U_R) \approx \Phi(U_R)$. При индуктивной нагрузке определение U_F указано и для того случая, когда кривая $\Phi_K(U_F)$ не построена (см. фиг. 177). Определение U_F согласно сказанному в § D 4 c и в связи с фиг. 177 понятно без дальнейших объяснений. В том случае, когда $\Phi_1(U_R)$ представляет собою прямую, можно вычислить по урав. (229) Φ'_1, зная который, можно найти U_F из разности между абсциссами кривых $\Phi_1(\Theta)$ и $\Phi_1(U_R)$.

Для сравнения на фиг. 229 представлены пунктиром нагрузочные характеристики, которые получаются, когда мы не принимаем во внимание изменившегося согласно фиг. 228 рассеяния ротора. Для чисто

индуктивной нагрузки это определение показано при номинальном напряжении пунктирными линиями. В то время как при чисто емкостной нагрузке изменившееся рассеяние ротора при номинальном напряжении еще не дает себя знать, при чисто индуктивной нагрузке с номинальным напряжением получаются, если пренебречь изменившимся рассеянием ротора, слишком малые значения полного тока ротора. Впрочем, ошибка несколько умеряется тем, что k_l при повышенных магнитных нагруженностях несколько уменьшается (см. § D 3 b), так что по фиг. 229 с $k_l = k_{l\infty} = \text{const.}$ в соответствии с бесконечно большой проницаемостью якорного железа, обычно получается немного преувеличенный полный ток ротора.

Построение при помощи треугольника Потье нагрузочной характеристики для $I_N = \text{const}$ и $\varphi = -\pi/2$ основано на том предположении, что угол ψ тоже равен $-\pi/2$. Условие это соблюдено, если активное сопротивление $R = 0$. Если же считаться с активным сопротивлением R, то заметное отклонение угла ψ от $-\pi/2$ возникает уже при большем напряжении на зажимах, как это видно из фиг. 306. Поэтому нагрузочная характеристика для $I_N = \text{const}$ и $\varphi = -\pi/2$ может быть найдена только в верхней своей части по треугольнику Потье. Мы остановимся на этом подробнее еще в § II K 1 d.

f. Приближенное определение номинального полного тока. По полному току ротора Θ_0 при холостом ходе и номинальном напряжении мы можем, сделав известные допущения, приближенно определить ряд величин, служащих для суждения о машине, не располагая относительно нее полными данными.

Положим для сокращения (см. фиг. 228)

$$\eta = \frac{\Theta'_{AN}}{\Theta_0}, \qquad \varepsilon = \frac{X_\sigma I_N}{U_N} \tag{279a и b}$$

и проведем из начала координат касательную к характеристике холостого хода, отсекающую на абсциссе $U_N = \text{const}$ полный ток $\gamma\,\Theta_0$,

$$\gamma \approx \frac{2U_L}{\Theta_0}. \tag{279c}$$

Тогда согласно фиг. 228

$$\Theta_{rk} = \varepsilon\gamma\Theta_0. \tag{280}$$

Если мы еще введем коэфициент ε', смысл которого пояснен на фиг. 228, то получим для машин с неявно выраженными полюсами, а также, пренебрегая добавочным рассеянием ротора, и для машин с явно выраженными полюсами: номинальный полный ток $\Theta_{N\pi/2}$ при чисто индуктивной нагрузке ($\varphi = \pi/2$) номинальным током, исходя из полного холостого хода Θ_0,

$$\Theta_{N\pi/2} = (1 + \varepsilon' + \eta)\,\Theta_0, \tag{280a}$$

ток короткого замыкания I_{k0} при полном токе холостого хода по номинальному току I_N

$$I_{k0}=\frac{\Theta_0}{\Theta_{rk}+\Theta'_{AN}}\,I_N=\frac{1}{\varepsilon\gamma+\eta}\,I_N, \tag{280b}$$

ток короткого замыкания $I_{k\pi/2}$[1] при номинальном полном токе $\Theta_{N\pi/2}$ ($\varphi=\pi/2$) по номинальному току I_N

$$I_{k\pi/2}=\frac{\Theta_{N\pi/2}}{\Theta_{rk}+\Theta'_{AN}}\,I_N=\frac{1+\varepsilon'+\eta}{\varepsilon\gamma+\eta}\,I_N \tag{280c}$$

В урав. (280a — c) обычно ε' мало по сравнению с $1+\eta$ и $\varepsilon\gamma$ мало по сравнению с η, так что мы можем для ε', ε и γ подставить средние значения. Согласно таблице 16 в § 2а мы можем положить $\varepsilon=\varepsilon_r=0{,}12$, далее имеем приблизительно $\gamma=0{,}83$, так что $\varepsilon\gamma=0{,}10$. Величину ε' мы полагаем равной $\varepsilon'=2{,}5\,\varepsilon\gamma=0{,}25$. Тогда урав. (280a — c) принимают вид:

$$\frac{\Theta_{N\pi/2}}{\Theta_0}=1{,}25+\eta,\quad \frac{I_{k0}}{I_N}=\frac{1}{0{,}10+\eta},\quad \frac{I_{k\pi/2}}{I_N}=\frac{1{,}25+\eta}{0{,}10+\eta}; \tag{281a — c}$$

они представлены на фиг. 230 в виде функций от η.

Отношение η у турбогенераторов по урав. (167a и b) и (279c) оказывается равным

$$\eta=k_h\frac{\Theta_{AN}}{\Theta_0}=gk_h\frac{I_N}{\Theta_0}=\frac{m}{\sqrt{2}}\,\frac{w}{p}\,\frac{\xi_1}{\xi_2}\,\frac{\gamma}{2U_L}\,I_N=$$

$$=\Pi_0\,\frac{\tau}{2\sqrt{2}\,\delta_0}\,\frac{\xi_1}{\xi_2}\,\gamma\,\frac{A_N}{B_L} \tag{282a}$$

или

$$\eta=0{,}444\,\frac{\tau}{\delta_0}\,\frac{\xi_1}{\xi_2}\,\gamma\,\frac{A_N}{B_L}, \tag{282b}$$

у машин с явно выраженными полюсами по урав. (98a)

$$\eta=k_l\frac{\Theta_{AN}}{\Theta_0}=gk_l\frac{I_N}{\Theta_0}=\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\,m\,\frac{w\xi_1}{p}\,\frac{\gamma}{2U_L}\,k_lI_N\doteq$$

$$=\Pi_0\,\frac{\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{\tau}{\delta_0}\,\xi_1k_l\gamma\,\frac{A_N}{B_L} \tag{283a}$$

или

$$\eta=0{,}565\,\frac{\tau}{\delta_0}\,k_l\xi_1\gamma\,\frac{A_N}{B_L}, \tag{283b}$$

---

[1] В сущности нам следовало бы писать $I_{kN\pi/2}$, чтобы читатель не смешивал ток короткого замыкания I_{kN0} при номинальном возбуждении и $\varphi=0$ с I_{k0} при возбуждении холостого хода.

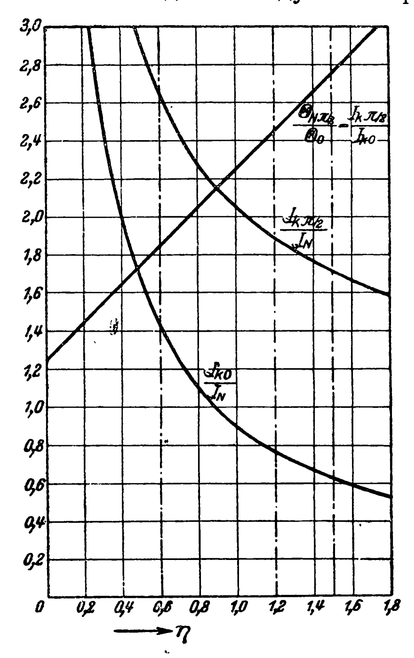
если в урав. (282b) и (283b) подставить линейную нагрузку A_N в A/cm и индукцию B_L в гауссах. η у турбогoнераторов обычно лежит в пределах

$$1{,}2 \leqslant \eta \leqslant 1{,}5, \tag{282}$$

у машин с явно выраженными полюсами — в пределах

$$0{,}6 \leqslant \eta \leqslant 1{,}5,$$

причем меньшие значения относятся к меньшим машинам, особенно при неизменной длине воздушного промежутка вдоль полюсной дуги (см. § L 7).



Фиг. 230. Полный ток ротора $\Theta_{N\pi/2}$ при номинальном токе и $\varphi = \pi/2$, отнесенный к полному току холостого хода Θ_0, и отнесенные к номинальному току токи короткого замыкания при $\Theta_{N\pi/2}$, или Θ_0, в функции от $\eta = \Theta'_{AN}/\Theta_0$.

Для машины с явно выраженными полюсами, ввиду добавочного рассеяния ротора, отношения $\Theta_{N\pi/2}/\Theta_0$ и $I_{k\pi/2}/I_N$ нужно еще умножить на коэфициент, больший 1. Этот коэфициент преимущественно зависит от магнитной нагруженности ротора и величины потока рассеяния в роторе и в большинстве случаев лежит приблизительно в пределах между 1,1 и 1,2.

Обычно номинальная работа не соответствует чисто индуктивной нагрузке; поэтому номинальный полный ток, вообще говоря, меньше, чем на кривых фиг. 230. В большинстве случаев генераторы для индуктивной нагрузки рассчитываются при $\cos\varphi = 0{,}7$; при этом номинальный полный ток только, примерно, на 8% меньше, так что номинальный полный ток при $\cos\varphi = 0$ дает известную гарантию.

Мы еще определим приближенно номинальный полный ток при перевозбуждении с любым $\cos\varphi$ и номинальным током. При этом мы сперва будем иметь в виду машину с явно выраженными полюсами, потому что для нее при любых углах сдвига фаз φ можно вчертить в характеристику холостого хода измененный треугольник Потье. Согласно фиг. 231а получается с достаточным приближением

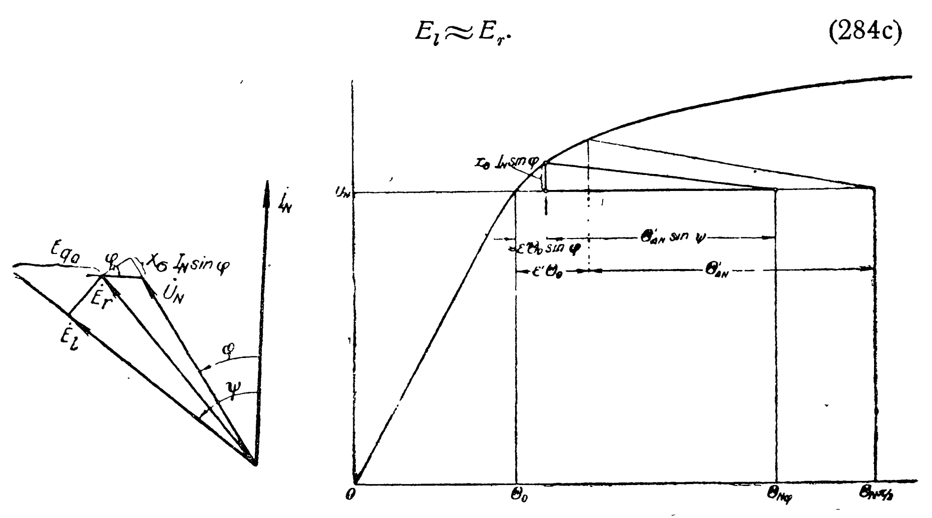
$$E_r \approx U_N + X_\sigma I_N \sin\varphi \tag{284a}$$

и действующий обратный полный ток якоря

$$\Theta'_{ANg} = \Theta'_{AN} \sin\psi. \tag{284b}$$

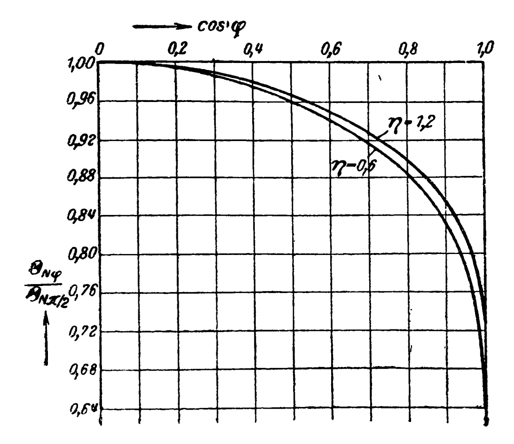
Чтобы с грубым приближением учесть падение напряжения, обусловленное искажающим поле влиянием поперечного потока, мы полагаем

$$E_l \approx E_r. \tag{284c}$$

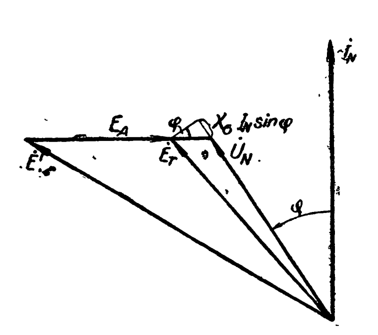


Фиг. 231a. Диаграмма напряжений машины с явно выраженными полюсами.

Фиг. 231b. Треугольник Потье при $\varphi < \pi/2$ для машины с явно выраженными полюсами.



Фиг. 232. Отношение полного тока ротора при номинальном токе и угле сдвига фаз φ к полному току при $\varphi = \pi/2$, в функции от $\cos\varphi$ у машины с явно выраженными полюсами.



Фиг. 233. Диаграмма напряжений машины с неявно выраженными полюсами.

Тогда полный ток ротора $\Theta_{N\varphi}$ можно определить по фиг. 231b, где измененный треугольник Потье вычерчен жирными линиями. Мы получаем:

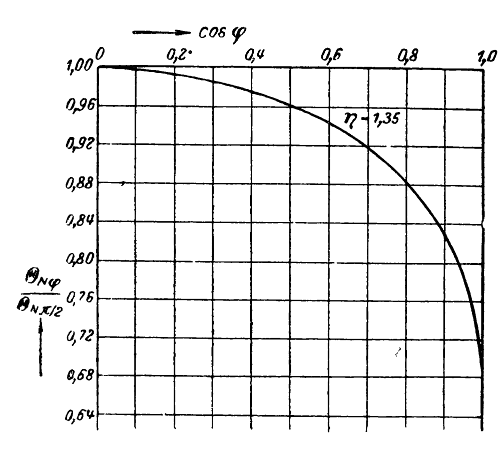
$$\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_0} = 1 + \varepsilon' \sin\varphi + \eta \sin\psi. \tag{285a}$$

Здесь

$$E_{qO} = k_q \Theta_{AN} \frac{U_N}{2U_L} = k_q \frac{\Theta'_{AN} \Theta_0}{k_l \Theta_0 2U_L} U_N = \frac{k_q}{k_l} \frac{\eta}{\gamma} U_N \tag{284d}$$

и согласно фиг. 231а

$$\sin\psi = \frac{\sin\varphi + \varepsilon + \frac{k_q}{k_l}\frac{\eta}{\gamma}}{\sqrt{\left(\sin\varphi + \varepsilon + \frac{k_q}{k_l}\frac{\eta}{\gamma}\right)^2 + \cos^2\varphi}}. \tag{285b}$$



Фиг. 234. Отношение полного тока ротора при номинальном токе и угле сдвига фаз φ к полному току ротора при $\varphi = \pi/2$, в функции от $\cos\varphi$ у машины с неявно выраженными полюсами.

На фиг. 232 отношение $\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_{N\pi/2}} = \frac{I_{k\varphi}}{I_{k\pi/2}}$ при $\eta = 0{,}6$ и 1,2 и среднем значении $k_q/k_l = 0{,}5$ представлено в функции от $\cos\varphi \cdot \Theta_{N\pi/2}$ и $I_{k\pi/2}$, если только пренебречь добавочным рассеянием ротора, можно взять из фиг. 230.

Для машины с неявно выраженными полюсами соответственный треугольник Потье не может быть построен в виду большого влияния поперечного полного тока обмотки статора. Но и для этого случая мы можем с достаточным приближением написать (см. фиг. 233)

$$E_r \approx U_N + X_\sigma I_N \sin\varphi \tag{286a}$$

и

$$\Theta_r \approx (1 + \varepsilon' \sin\varphi)\,\Theta_0. \tag{286b}$$

Тогда получается

$$E_A = (U_N + X_\sigma I_N \sin\varphi)\,\frac{\Theta'_{AN}}{\Theta_r} = \frac{1 + \varepsilon\sin\varphi}{1 + \varepsilon'\sin\varphi}\,\eta U_N \tag{286c}$$

и

$$E' = (U_N + X_\sigma I_N \sin\varphi)\,\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_r} = \frac{1 + \varepsilon\sin\varphi}{1 + \varepsilon'\sin\varphi}\,\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_0}\,U_N. \tag{286d}$$

Из

$$E'^2 = (E_A + X_\sigma I_N + U_N \sin\varphi)^2 + U_N^2 \cos^2\varphi$$

мы получаем в связи с урав. (286с и d)

$$\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_0} = \sqrt{\left[\eta + \frac{1 + \varepsilon'\sin\varphi}{1 + \varepsilon\sin\varphi}(\varepsilon + \sin\varphi)\right]^2 + \left[\frac{1 + \varepsilon'\sin\varphi}{1 + \varepsilon\sin\varphi}\cos\varphi\right]^2}. \tag{286}$$

На фиг. 234 величина $\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_{N\pi/2}} = \frac{I_{k\varphi}}{I_{k\pi/2}}$ представлена для некоторого среднего $\eta = 1{,}35$, в функции от $\cos\varphi$; отсюда можно при помощи фиг. 230 приближенно определить $\Theta_{N\varphi}$ и $I_{k\varphi}$. При $\eta = 1{,}2$ и $1{,}5$ кривые столь мало расходятся с приведенными кривыми, что их нельзя на том же чертеже показать отдельно.

2. Ударный ток короткого замыкания.

а. Случай, когда магнитное напряжение вдоль железа путей рассеяния не принимается во внимание. В § G мы рассмотрим уравнительные процессы при внезапном коротком замыкании синхронной машины подробно. Здесь же мы только воспользуемся результатом этого исследования для практического расчета ударного тока короткого замыкания машины, которая непосредственно перед коротким замыканием работала вхолостую. При этом нам надо рассмотреть только ударный ток короткого замыкания в якорной обмотке, потому что, согласно сказанному в § G 4, ударные токи в обмотках ротора имеют небольшое значение и потому что в „Правилах и нормах" предписано предельное значение только для ударных токов якорной обмотки (Р 7). Согласно § 44 п. 2 „Правил и норм" ударным током короткого замыкания синхронной машины называется наибольшее мгновенное значение тока, которое получается при внезапном коротком замыкании зажимов машины, возбужденной до номинального напряжения при номинальной частоте, при замыкании в наиболее неблагоприятный момент. Этот ударный ток короткого замыкания мы здесь и рассмотрим.

Максимальный толчок тока в одной фазе якорной обмотки возникает, согласно сказанному в § G 1 а, тогда, когда в момент короткого замыкания оси катушек возбуждения совпадают с осями соответственной фазы якорной обмотки, причем максимум тока достигается спустя полупериод после возникновения короткого замыкания, т. е. тогда, когда ротор повернулся на дугу одного полюсного деления относительно положения, которое он занимал в момент короткого замыкания (см. фиг. 235 a и b).

Пренебрегая активными сопротивлениями обмоток, мы получаем для ударного тока короткого замыкания в статоре по урав. (403a)

$$i_{1kr} = 2\frac{L_{21}}{(1+\sigma_1)\,L_{1h}}\,\frac{1}{\sigma_e}\,i_E, \tag{287}$$

где i_E — ток возбуждения, имевший место непосредственно перед коротким замыканием, L_{21} — взаимоиндуктивность обмотки возбуждения и якорной обмотки, L_{1h} — главная индуктивность якорной обмотки, σ_1 — коэфициент рассеяния якорной обмотки и σ_e — общий коэфициент рассеяния. У машин без демпферной обмотки

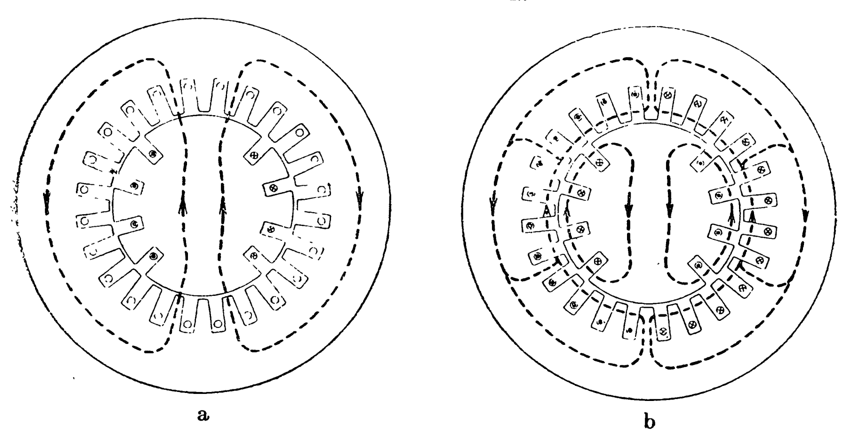
$$\sigma_e = \sigma = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)\,(1+\sigma_2)}, \tag{287a}$$

где σ_2 — коэфициент рассеяния обмотки полюсов. У машин с демпферной обмоткой, расположенной у отверстий впадин обмотки возбужде-

ния, σ_e определяется урав. (403е). Но в большинстве практических случаев мы можем и здесь считать $\sigma_a = \sigma$ и находить его также по урав. (287а), подставив для σ_2 коэфициент рассеяния демпферной обмотки.

Благодаря успокоительному влиянию активных сопротивлений критический ударный ток по урав. (287) понижается. Чтобы учесть это, мы можем умножить на некоторый коэфициент $\varkappa'$ критический ударный ток, получающийся без учета активных сопротивлений [урав. (287)]:

$$i_{1kr} = 2\varkappa' \frac{L_{21}}{(1+\sigma_1)\, L_{1h}} \frac{1}{\sigma}\, i_E. \qquad (287')$$



Фиг. 235 a и b. Путь потоков индукции у машины с неявно выраженными полюсами. a) При холостом ходе, b) при трехполюсном коротком замыкании в критический момент, когда $\sigma_2 = \frac{\sigma_1}{1-\sigma_1}$.

Если ротор снабжен симметричной многофазной обмоткой, то по урав. (393b)

$$\varkappa' \approx 1 - \frac{1}{200}\left(\frac{R_1}{\sigma L_1} + \frac{R_2}{\sigma L_2} - \frac{R_2}{L_2}\right) \approx 1 - \frac{1}{200}\left(\frac{R_1}{\sigma L_1} + \frac{R_2}{\sigma L_2}\right), \qquad (287'a)$$

где R_1 — активное сопротивление, которым определяется ударный ток короткого замыкания, L_1 — самоиндуктивность одной фазы якорной обмотки, R_2 — активное сопротивление одной фазы роторной обмотки и L_2 — ее самоиндуктивность. При несимметричной многофазной роторной обмотке, как это бывает в практических случаях, невозможно дать простое выражение для $\varkappa'$, как это мы увидим в § 94. Для трехполюсного короткого замыкания мы получаем, подставив в урав. (287) значения L_{21} и L_{1h} по урав. (404 a и b) и (287')

$$i_{1\,kr} = 2\,\varkappa' \frac{2}{3} \frac{w_2 \xi_2}{w_1 \xi_1} \frac{1}{1+\sigma_1} \frac{1}{\sigma}\, i_E. \qquad (288a)$$

Заменив еще ток возбуждения i_E через приведенный к якорной обмотке ток возбуждения [урав. (297b)]

$$I'_2 = I'_E = \frac{i_E}{\sqrt{2}} \frac{2 w_2 \xi_2}{3 w_1 \xi_1} \qquad (288b)$$

и введя ЭДС E характеристики холостого хода, определяемую урав. (301)

$$E = X_{1h} I'_2, \qquad (288c)$$

мы получим урав. (288a) в связи с урав. (287a) в следующем виде:

$$i_{1\,kr} = \frac{2\sqrt{2}\varkappa' E}{\left(1+\sigma_1-\frac{1}{1+\sigma_2}\right)X_{1h}} = \frac{2\sqrt{2}\varkappa' E}{X_{1\sigma}+\frac{X'_{2\sigma}}{1+\sigma_2}} \approx \frac{2\sqrt{2}\varkappa' E}{X_{1\sigma}+X'_{2\sigma}}, \qquad (288)$$

где $X_{1\sigma}$ — реактивное сопротивление от рассеяния одной фазы якорной обмотки и $X'_{2\sigma}$ — приведенное к якорю реактивное сопротивление роторной обмотки. В $X_{1\sigma}$ должно также входить реактивное сопротивление дроссельной катушки, если такая катушка для ограничения силы тока короткого замыкания включена в короткозамкнутый контур.

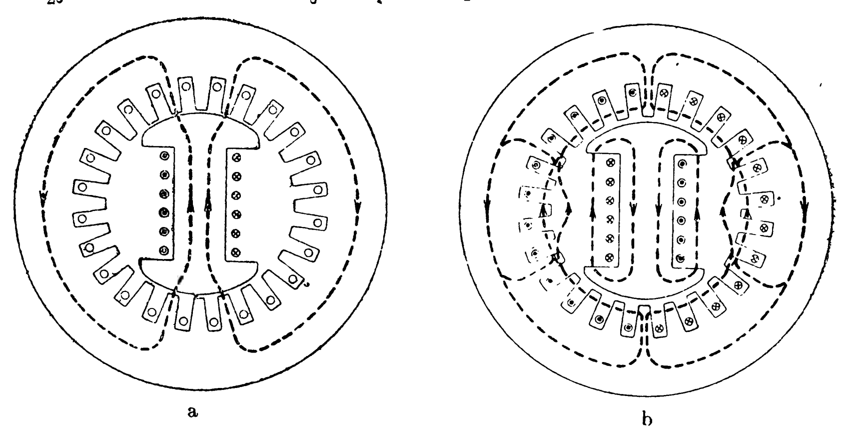
При вычислении ударного тока короткого замыкания по урав. (288) всегда существует некоторая неуверенность относительно значений σ_2 и $X'_{2\sigma}$. Значения эти, вычисленные по размерам обмотки ротора и впадин, преувеличены, как это видно из следующих соображений, при которых мы, для простоты, допустим, что в критический момент не образуется потока в воздушном промежутке; это происходит согласно урав. (361a) в том случае, когда

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_1}{1-\sigma_1}. \qquad (288')$$

Сцепленный с обмоткою ротора поток образуется перед коротким замыканием преимущественно на пути главных силовых линий (проходящем через воздушный промежуток, см. фиг. 235a), и в критический момент, т. е. после того как ротор повернулся на дугу одного полюсного деления, считая от момента короткого замыкания, этот поток распространился бы по путям рассеяния, указанным на фиг. 235b прерывистыми линиями, если бы удовлетворено было урав. (288'). Но вследствие изменения пути линий индукций в массивных роторных зубцах и клиньях роторных впадин у турбогенератора, индуктируются сильные вихревые токи, препятствующие возрастанию потока рассеяния до первоначального значения, которое главный поток имел в роторе. Поэтому для ударного тока в якорной обмотке имеет значение только некоторая, большая или меньшая часть коэфициента рассеяния σ_2 или реактивного сопротивления $X'_{2\sigma}$, так что в урав. (288) $X'_{2\sigma}$ почти исчезает по сравнению с $X_{1\sigma}$, особенно в том случае, если ротор еще снабжен демпферной обмоткой, расположенной у отверстий впадин над обмоткою возбуждения.

У машин с явно выраженными полюсами тоже проявляется успокоительное действие роторных вихревых токов (см. фиг. 236a и b), но все же в меньшей степени, чем у турбогенератора с массивными роторными зубцами, потому что поток рассеяния в критический момент (фиг. 236b) преобладающей частью своей проходит через воздушное пространство, полюсный же наконечник или же часть его бывают часто

набраны из листов. Кроме того, у машины с явно выраженными полюсами может образоваться продольное поле якоря в воздушном промежутке (см. фиг. 180), действие которого сводится к увеличению реактивного сопротивления якоря $X_{1\sigma}$ в урав. (288) и которое несколько компенсирует уменьшение $X'_{2\sigma}$. Зато, если ротор снабжен демпферной обмоткой в форме клетки, то в отношении тока короткого замыкания машина с явно выраженными полюсами обладает такими же свойствами, как турбогенератор с цилиндрическим ротором, иными словами, влияние $X'_{2\sigma}$ по сравнению с $X_{1\sigma}$ почти совершенно исчезает.



Фиг. 236a и b. Условия — как на фиг. 235 a и b, но для машины с явно выраженными полюсами.

В виду большой неопределенности, присущей точному определению $X'_{2\sigma}$, естественная мысль, при вычислении ударного тока короткого замыкания по урав. (288), положить $X'_{2\sigma} = 0$ и учесть обусловленную этим ошибку посредством уменьшения $\varkappa'$. Поэтому для практических целей мы пишем

$$i_{kr} = i_{1kr} = \varkappa \cdot \sqrt{2} \frac{E}{X_\sigma}, \qquad (289)$$

где $X_\sigma = X_{1\sigma}$ — реактивное сопротивление от рассеяния одной фазы якорной обмотки, а E — напряжение на зажимах. $\varkappa$ колеблется у турбогенераторов с массивными роторными зубцами, согласно экспериментальным исследованиям [Л 64] в пределах $1{,}1 < \varkappa < 2{,}5$ и равно в среднем 1,8, а у машин с явно выраженными полюсами без демпферной обмотки в пределах $1{,}1 < \varkappa < 1{,}5$ и равно в среднем 1,3. Так как по урав. (288) и (289) $\varkappa < 2\varkappa'$ и $\varkappa' < 1$, то $\varkappa$ никогда не может достигнуть значения 2. Если измерения у турбогенераторов давали для $\varkappa$ значения, доходящие до 2,5 то это, очевидно, объясняется отчасти неточностью, присущей вычислению по осциллограммам, а главным образом тем, что для $X_{1\sigma}$ подставлялись преувеличенные значения. При известных обстоятельствах зубцы якоря в критический момент могут оказаться магнитно загруженными потоком рассеяния столь сильно, что магнит-

ным напряжением вдоль железа уже нельзя пренебрегать, как им обычно пренебрегают при вычислении $X_{1\sigma}$ и как это при установившемся режиме допустимо. В § с мы еще рассмотрим подробнее это влияние, имеющее следствием усиление ударного тока короткого замыкания.

Считаясь с нашими выводами относительно силы ударного тока короткого замыкания и с результатами экспериментальных исследований, можно приближенные значения $\varkappa$ брать из таблицы 16, причем эти значения тем точнее, чем ближе $\varkappa$ к величине 2. Значения $\varkappa$ в таблице 16 действительны при совершенно открытых впадинах без искусственно увеличенного рассеяния и учитывают также в среднем при обыкновенных впадинах влияние явления насыщения в зубцах, поскольку это влияние остается в умеренных границах, как в примере расчета § с. При полузакрытых впадинах следовало бы в выражение $X_\sigma = X_N + X_K + X_S$ подставлять для X_N значение как для совершенно открытой впадины, потому что магнитная нагруженность железных перемычек в критический момент обычно весьма высока. Для впадин с искусственно увеличенным рассеянием $\varkappa$ может оказаться гораздо больше, чем это указано в таблице 16 (см. §§ с и d).

Таблица 16.

Приближенные значения $\varkappa$ в урав. (289) и соответственные значения $\varepsilon_{r\,\min}$ относительного падения напряжения ε_r, при которых $i_{kr} = 15\sqrt{2}\,I_N$.

	Ротор	Демпферная обмотка	$\varkappa$	$\varepsilon_{r\,\min}$
Машина с неявно выраженными полюсами	массивные роторные зубцы	есть	1,9	0,133
	шихтованные	„	1,8	0,126
	массивные	нет	1,7	0,119
	шихтованные	„	1,6	0,112
Машина с явно выраженными полюсами	шихтованные полюсные наконечники	есть	1,6	0,112
	массивные	нет	1,4	0,098
	шихтованные	„	1,2	0,084

По § 47 REM 1930 ударный ток короткого замыкания генератора, возбужденного при холостом ходе до 1,05-кратного номинального напряжения,[1] не должен превышать 15-кратного максимального значения номинального тока. Обозначив падение напряжения от рассеяния при номинальном токе, отнесенное к номинальному напряжению, через

$$\varepsilon_r = \frac{X_\sigma I_N}{U_N}, \qquad (290a)$$

[1] Напряжение на зажимах при испытании на короткое замыкание повышено на 5% по сравнению с предписаниями REM 1923 для того, чтобы учтен был предшествующий короткому замыканию ток нагрузки.

мы получаем по урав. (289) при $E = 1{,}05\ U_N$ условие

$$\frac{i_{kr}}{\sqrt{2} I_N} = \frac{1{,}05\,\varkappa}{\varepsilon_r} \leq 15 \tag{290}$$

Следовательно, относительное реактивное падение должно составлять

$$\varepsilon_r \leq \frac{\varkappa}{14{,}3} \tag{290b}$$

чтобы соблюдено было предписание REM 1930. Нижние предельные значения

$$\varepsilon_{r\min} = \frac{\varkappa}{14{,}3} \tag{290c}$$

содержатся в таблице 16 [Р 8].

b. Однофазное и многополюсное короткое замыкание. Урав. (287), из которого мы исходили при наших исследованиях ударного тока короткого замыкания, действительно как для однофазного, так и для многополюсного короткого замыкания. Но значения L_{21}, L_{1h}, σ_1 и σ для различных видов короткого замыкания различны и даются урав. (404) — (407) § G 4 b. При очень малых значениях σ_1 ($\sigma_1 = 0$) мы получаем, посредством подстановки соответственных отдельных величин в урав. (287) нижеследующее соотношение между ударными токами короткого замыкания трехполюсного, двухполюсного и однофазного при соединении статорной обмотки звездой.

$$i_{kr} : i_{kr2} : i_{kr1} = 1{,}00 : 0{,}866 : 1{,}50. \tag{291a}$$

Практически мы весьма приближаемся к действительности, положив $\sigma_2 = 0$, особенно при наличии демпферной обмотки. Если бы в этом случае индуктивности от лобового рассеяния были одинаковы для всех трех видов короткого замыкания, то мы получили бы

$$i_{kr} : i_{kr2} : i_{kr1} = 1{,}00 : 0{,}866 : 1{,}00. \tag{291b}$$

Принимая в расчет неравенство индуктивностей от лобового рассеяния, мы получаем с допущениями по урав. (270a) для трехэтажных обмоток и их модификации, обычно применяемых у турбогенераторов,

$$i_{kr} : i_{kr2} : i_{kr1} = 1{,}00 : 0{,}866 : 1{,}08 \tag{291c}$$

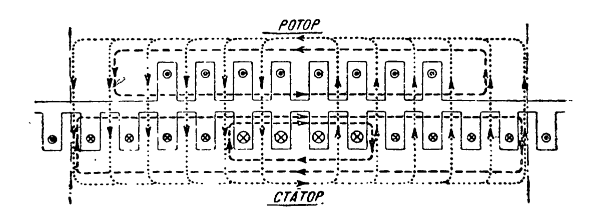
и с допущениями по урав. (270b) для двухэтажных обмоток и их модификации, обычно применяемых у машин с явно выраженными полюсами,

$$i_{kr} : i_{kr2} : i_{kr1} = 1{,}00 : 0{,}866 : 0{,}92. \tag{291d}$$

При однофазном коротком замыкании ударный ток обычно несколько больше, чем при трехполюсном, а при двухполюсном коротком замыкании — меньше. В большинстве случаев достаточно вычислить ударный ток трехполюсного короткого замыкания, получающийся по урав. (289) с коэфициентами $\varkappa$ по таблице 16.

с. Влияние магнитного напряжения вдоль железа путей рассеяния. Для определения магнитных нагруженностей, вызываемых ударным током короткого замыкания, мы должны подробнее рассмотреть распределение индукции в критический момент. Для примера мы возьмем при этом турбогенератор с $q = 4$ впадинами на полюс и фазу и сначала рассмотрим трехполюсное короткое замыкание, имея в виду наиболее неблагоприятный его момент (фиг. 235а).

На фиг. 237 указаны состоящими из черточек линиями фиктивные потоки рассеяния впадин. Таковы же в основном пути потоков рассеяния головок зубцов, но они (см. фиг. 73а) проходят не в поперечном направлении через впадины, а преимущественно в воздушном промежутке. Они загружают зубцы в продольном направлении (радиально), как и поток рассеяния впадин, между тем как в поперечном направлении зубцов (тангенциально) вызывают небольшую нагруженность. Если бы $\sigma_2 = \frac{\sigma_1}{1 - \sigma_1}$ и если бы ротор был набран из листов и не имел демпферной обмотки, то в критический момент кроме потоков лобового рассеяния, имели бы место только одни потоки рассеяния впадин и головок зубцов. Так как в действительности коэфициент рассеяния значительно меньше (влияние демпферной обмотки и вихревых токов в роторе), то на потоки впадин и головок зубцов, показанные черточками на фиг. 237, еще накладывается показанный пунктирными линиями главный поток, который при $\sigma_2 = 0$ равен потоку холостого хода, действующему перед коротким замыканием якорной обмотки. При определении результирующих потоков в отдельных частях машины мы должны иметь в виду, что практически коэфициент рассеяния почти всегда невелик, а поэтому главный поток, показанный пунктирными линиями, приблизительно равен главному потоку при холостом ходе.



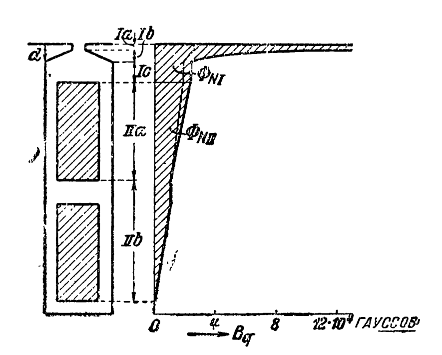
Фиг. 237. Фиктивные потоки индукции при трехполюсном коротком замыкании в критический момент. При $\sigma_2 = \frac{\sigma_1}{1 - \sigma_1}$ имеются только потоки, показанные черточками; если $\sigma_2 < \frac{\sigma_1}{1 - \sigma_1}$, то на них накладываются потоки, показанные пунктиром.

Магнитная нагруженность в т е л е р о т о р а изменилась незаметно по сравнению с холостым ходом. В необмотанной части полюса ротора магнитная нагруженность несколько больше, чем при холостом ходе, соответственно увеличению потока рассеяния впадин и головок зубцов. Но так как коэфициент рассеяния ротора в критический момент невелик, а сечение полюса ротора в необмотанной части велико, то мы можем пренебречь этим увеличением магнитной нагруженности, не оказывающим заметного влияния на ударный ток короткого замыкания.

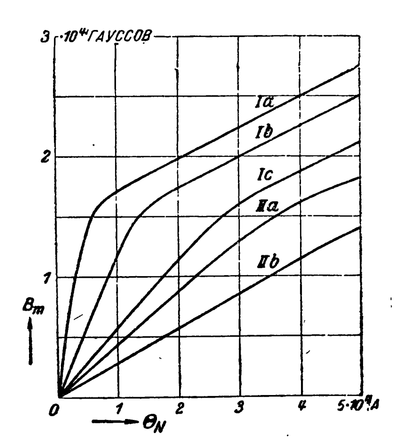
В т е л е я к о р я магнитная нагруженность получается как разность между главным потоком (пунктирные линии на фиг. 237) и потоком

впадин и головок зубцов (состоящие из черточек линии). Так как общий поток рассеяния катушек якорной обмотки максимально может равняться удвоенной величине главного потока катушек, действующего перед коротким замыканием, и так как в практических случаях большая часть его приходится на поток лобового рассеяния якорной обмотки, то в теле якоря поток значительно меньше, чем при холостом ходе, так что влиянием магнитной нагруженности в теле якоря на ударный ток короткого замыкания можно пренебречь.

Таким образом, более подробно мы должны исследовать только магнитную нагруженность якорных зубцов. При этом мы **предварительно ограничимся главною фазою** и сперва рассмотрим магнитную нагруженность зубцов, пронизываемых потоком рассеяния **в поперечном направлении**.



Фиг. 238a. Поперечная индукция во впадине, в критический момент, у турбогенератора §§ C I d и 4. Пунктирная кривая выражает влияние магнитной нагруженности зубцов.



Фиг. 238b. Средняя индукция в показанных на фиг. 238a зонах *Ia*, *Ib*, *Ic*, *IIa* и *IIb* в функции полного тока впадины Θ_N.

Предполагая, что проницаемость зубцов бесконечно велика, мы получаем, например, для полузакрытой впадины турбогенератора, рассчитанного в §§ C I d и 4 при коротком замыкании, номинальном напряжении[1] и холостом ходе, представленное на фиг. 238a распределение индукции B_q в пространстве впадины вдоль ее высоты.

В части, расположенной непосредственно над обмоткою, в зоне Ic на фиг. 238a, получается

$$B_q = \Pi_0 \frac{\Theta_{Nkr}}{a}, \tag{292}$$

если a означает ширину зубца и

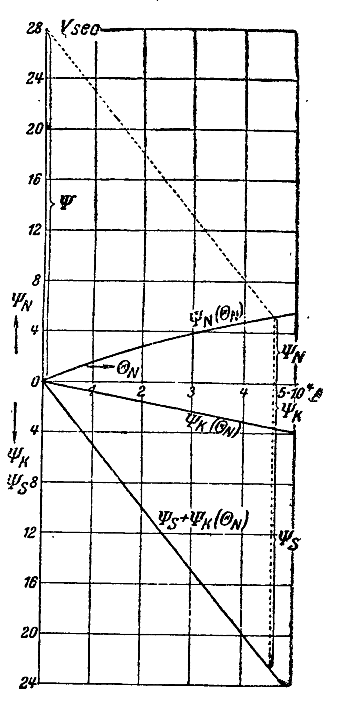
$$\Theta_{Nkr} = s i_{kr}, \tag{292a}$$

[1] Здесь мы основываемся еще на предписаниях REM 1923. REM 1930 предписывают 1,05-кратное номинальное напряжение. Повышение на 5% магнитной нагруженности почти не оказывает влияния на ударный ток короткого замыкания, как это легко проверить, руководясь фиг. 238c.

где s — число проводников впадины, а i_{kr} — вычисленный по урав. (289) ударный ток короткого замыкания.

По поперечной индукции в пространстве впадин мы находим нагруженность зубца в поперечном к его средней линии направлении. При этом мы пренебрегаем потоком головки зубца, так как он согласно урав. (73a) нагружает преимущественно только крайние (пограничные) зубцы. Сечение зубца для поперечной индукции меньше соответственного сечения в пространстве впадины приблизительно в отношении чистой осевой длины железа $k_E l$ к теоретической длине якоря l_i, служащей для вычисления X_N, то-есть, в отношении $k_E l | l_i$. Кажущаяся индукция зубца в поперечном к зубцам направлении больше индукции впадины в обратном отношении. Благодаря немагнитным побочным путям происходит небольшая разгрузка зубца, которую мы можем вычислить согласно § II G 3 тома I, положив

$$k_Z = \frac{l_A - k_E l}{k_E l}.$$



Фиг. 238c. Определение критического полного тока впадины с учетом магнитной нагруженности в поперечном к якорным зубцам направлении.

Магнитная нагруженность в поперечном к зубцам направлении определяется результирующей индукцией, получающейся из поперечной и продольной индукции. Последняя обусловлена показанными пунктиром на фиг. 237 потоками индукции. Поперечная и продольная индукция суммируются под прямым углом, причем продольная мала по сравнению с поперечной, так что результирующая индукция не на много больше поперечной. С другой стороны происходит разгрузка вследствие того, что линии индукции по направлению к основанию зубца расширяются (см. фиг. 239). Мы для простоты допустим, что оба влияния вполне нейтрализуют друг друга и что линии индукции в зубце направлены нормально к средним линиям зубца. Поток головки зубца мы во внимание не принимаем, так как он, согласно фиг. 73a, нагружает преимущественно только крайние зубцы и притом в радиальном направлении.

Для турбогенератора, рассчитанного в §§ C 1 d и 4, мы получаем по урав. (289) при $\varkappa = 1{,}7$ и $E = 6\,300/\sqrt{3} = 3640$ V, пренебрегая магнитною нагруженностью в якоре

$$i_{kr} = 1{,}7\sqrt{2}\,\frac{3640}{0{,}42} = 20\,800 \text{ A},$$

то есть

$$\frac{i_{kr}}{\sqrt{2} I_N} = \frac{20\,800}{\sqrt{2}\cdot 1100} = 13{,}4.$$

Впадина содержит $s = 2$ проводника; поэтому

$$\Theta_{Nkr} = 41\,600 \text{ A}$$

и B_q в расположенном над обмоткою месте (зона Ic на фиг. 238a)

$$B_q = 1{,}257 \frac{41\,600}{2{,}2} = 23\,800 \text{ гауссов.}$$

В прорезе впадины (зона Ia на фиг. 238a) получается

$$B_q = \frac{2{,}2}{0{,}4} 23\,800 = 131\,000 \text{ гауссов}$$

и в местах d на фиг. 238a все еще получается средняя индукция около 78 600 гауссов. Так как поперечная индукция в зубце все еще несколько больше, чем во впадине, то мы можем допустить, что при столь узких прорезах впадин, как в данном примере ($s = 0{,}4$ cm), полузакрытая впадина по отношению к ударному току короткого замыкания практически обладает свойствами открытой. Если мы вычислим реактивное сопротивление для открытой впадины, то получим $X_\sigma = 0{,}39\ \Omega$, тогда как у полузакрытой оно равно $0{,}42\ \Omega$. Ударный ток короткого замыкания равнялся бы тогда в нашем примере

$$i_{kr} = 1{,}7 \sqrt{2} \frac{3640}{0{,}39} = 22\,350 \text{ A}$$

или, будучи отнесен к амплитуде номинального тока,

$$\frac{i_{kr}}{\sqrt{2}\, I_N} = 13{,}4 \frac{0{,}42}{0{,}39} = 14{,}4,$$

если пренебречь магнитным напряжением зубца при открытой впадине.

Чтобы приближенно судить о том, как влияет на ударный ток короткого замыкания поперечная индукция во всей области зубца, мы делим зубец по его длине на различные зоны, например, Ia, Ib, Ic, IIa, IIb (фиг. 238a). Для каждой зоны мы находим по известному нам способу, при различных средних индукциях, магнитное напряжение $U_L + U_E$ в поперечном к впадине и зубцу направлении. Это напряжение в зонах Ia, Ib и Ic равно полному току впадины Θ_N; в зонах IIa и IIb оно равно той части полного тока впадины, который действует на расстоянии x от оснований впадины. Обозначив отношение частичного полного тока в месте x впадины ко всему полному току впадины через u_x, мы получим для зон IIa и IIb общий полный ток впадины, соответствующий допущенной средней индукции

$$\Theta_N = \frac{U_L + U_E}{u_x}. \tag{293}$$

Далее мы строим кривую средней индукции B_m в зависимости от полного тока впадины (фиг. 238b) и вычисляем по средним индукциям

отдельных зон при одних и тех же полных токах впадины Θ_N сцепленный со всею фазой поток катушек Ψ_N. Для этого потока получается

$$\Psi_N = \Psi_{N\mathrm{I}} + \Psi_{N\mathrm{II}}, \tag{294}$$

где при числе витков одной фазы w

$$\Psi_{N\mathrm{I}} = w\Phi_{N\mathrm{I}} \tag{294a}$$

и

$$\Psi_{N\mathrm{II}} = \frac{2w}{3}\Phi_{N\mathrm{II}} \tag{294b}$$

После этого мы можем построить кривую $\Psi_N(\Theta_N)$ (фиг. 238c). Общий поток рассеяния катушек главной фазы равен

$$\Psi = \frac{X_\sigma}{\omega}\frac{\Theta_N}{s} \tag{295a}$$

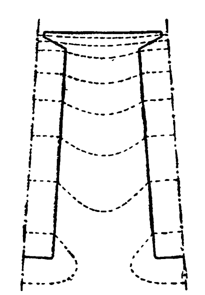
и часть его

$$\Psi_K + \Psi_S = \frac{X_K + X_S}{\omega}\frac{\Theta_N}{s} \tag{295b}$$

зависит только от Θ_N, если пренебрегать влиянием магнитной индукции в железе на $X_K + X_S$. В критический момент, согласно урав. (295a), (289) и (292a) должно получиться

$$\Psi = \frac{\varkappa\sqrt{2}E}{\omega}. \tag{295}$$

Отложив прямую, определяемую уравн. (295b) в направлении отрицательных ординат в зависимости от Θ_N на фиг. 238c и проведя через точку $(O, \Psi = \varkappa\sqrt{2}E/\omega)$ параллель к этой прямой, мы получим точку пересечения с характеристикой $\Psi_N(\Theta_N)$, соответствующую критическому полному току впадины Θ_{Nkr}, и отсюда найдем ударный ток короткого замыкания по уравн. (292a).



Фиг. 239. Разгрузка зубца вследствие расширения линий индукции в сторону основания.

Это вычисление было произведено для того же турбогенератора, причем в основу его положена была кривая намагничивания для обыкновенного динамного железа (фиг. 150 тома I). Фиг. 238a — c относятся к этому примеру. Для ударного тока короткого замыкания получилось

$$i_{kr} = 22\,900 \text{ A}$$

или по отношению к амплитуде номинального тока

$$\frac{i_{kr}}{\sqrt{2}\,I_N} = 14{,}7.$$

Следовательно он на 2% больше, чем при совершенно открытой впадине без учета магнитного напряжения в железе.

Исследуем еще влияние магнитного напряжения вдоль тех зубцов, которые находятся на границах главной фазы. Нагруженность зубцов слагается из разности между нагруженностью, обусловленной потоком рассеяния впадин и зубцов и обусловленной главным потоком нагрузки (см. фиг. 237). Заслуживающая внимания в нашем примере часть потока рассеяния головок зубцов (проходящего через пограничные зубцы) равна

$$\Phi_K = \frac{\Psi_K}{4w_1} \tag{296a}$$

где Ψ_K — это катушечный поток головок зубцов в критический момент, взятый для нашего примера из фиг. 238c. Имеющий значение для пограничных зубцов главной фазы поток рассеяния впадин изменяется вдоль зубца и определить его можно на основании уравн. (238a). Если обозначить через Φ_0 входящий в якорь поток непосредственно перед коротким замыканием якорной обмотки, то главный поток несколько больше, чем

$$\Phi = (\varkappa - 1)\,\Phi_0, \tag{296b}$$

так как вместо 1 в $(\varkappa - 1)$ надо подставить значение, несколько меньшее, чем 1, чтобы учесть успокоительное влияние активных сопротивлений статорной обмотки. Если основываться на главном потоке по уравн. (296b), то получится, следовательно, несколько преувеличенное напряжение зубца, что явится некоторою гарантией для расчета.

В нашем примере главному потоку Φ соответствует максимальная кажущаяся индукция зубца (вблизи его головки), равная 5500 гауссов, а потоку рассеяния впадин и зубцов — 27 800 гауссов (вблизи основания зубца). Для максимальной результирующей кажущейся нагруженности зубца мы получаем 23 500 гауссов, причем она возникает вблизи основания зубца. Напряжение зубца мы находим согласно § II G 3 тома I, причем мы вычисляем k_Z, допустив, что напряженность поля H в зубце вдоль ширины соседних впадин убывает линейно до нуля, иными словами, вычисляем k_Z совершенно так же, как для характеристики холостого хода.

Для нашего примера получается тогда

$$2U_Z = 8900 \text{ A},$$

что составляет 12,5% от полного тока главной фазы $q\Theta_{Nkr} = 8 \cdot 45\,700$ A. Так как мы при этом несколько преувеличили нагруженность зубцов, а небольшое ее уменьшение уже влечет за собою быстрое убывание напряжения зубца, то можно пренебречь магнитным напряжением вдоль пограничных зубцов для главной фазы.

Нам остается еще исследовать влияние магнитной нагруженности зубцов в других фазах при трехполюсном коротком замыкании. В поперечном к зубцам направлении нагруженность по фиг. 237 приблизительно вдвое меньше, чем у зубцов в главной фазе, так что ею можно в большинстве практических случаев пренебрегать. Зато зубцы между другими фазами, сквозь которые проходят линии, показанные черточками и точками на фиг. 237, загружены при бесконечно большой про-

ницаемости вдвое сильнее, чем граничащие с главною фазою зубцы. Эта нагруженность очень высока. В нашем примере возникают кажущиеся индукции зубцов, доходящие до 47 000 гауссов. При этом соседние зубцы производят некоторую разгрузку. Благодаря этому катушечный поток $\Psi_N + \Psi_K$ для других фаз уменьшается, хотя и незначительно, если число впадин q на полюс и фазу, как в нашем примере ($q = 8$) и вообще у турбогенераторов, велико. Если вычисленный с учетом этого влияния катушечный поток других фаз случайно не окажется вдвое меньше, чем вычисленный с учетом влияния магнитного напряжения зубцов катушечный поток главной фазы, то изменится также несколько поток вдоль граничащих с главною фазою зубцов. Это оказывает некоторое влияние на найденный ранее ударный ток короткого замыкания в главной фазе; подробнее останавливаться на этом мы не будем.

В настоящем параграфе мы относили наши рассуждения к обмотке, состоящей из диаметральных катушек равной ширины. Как мы видели в § В 5 b (см. рис. 85), поток рассеяния, проходящий при диаметральной обмотке вдоль зубца, распределяется при укороченном шаге катушек между двумя зубцами, так что в этом случае продольная нагруженность зубцов и ее влияние на ударный ток короткого замыкания особенно незначительны.

При однофазном коротком замыкании следует учитывать влияние магнитного напряжения в поперечном к зубцам направлении совершенно так же, как у главной фазы при трехполюсном коротком замыкании; порядок величины тоже остается прежний для (наиболее неблагоприятного) случая короткого замыкания одной фазы. Пограничные зубцы при однофазном коротком замыкании испытывают преимущественно разгрузку со стороны ближайших зубцов, расположенных вне короткозамкнутой фазы обмотки. Прирост ударного тока короткого замыкания с учетом магнитного напряжения зубцов будет при этом лишь не на много больше, чем при трехполюсном коротком замыкании.

Значения $\varkappa$ таблицы 16 при совершенно открытых впадинах в среднем учитывают также влияние явления насыщения в зубцах, поскольку рассеяние впадин не увеличено искусственно посредством придания впадинам особой формы или поскольку не возникают исключительно высокие нагруженности зубцов. При полузакрытых впадинах в выражение $X_\sigma = X_N + X_K + X_S$ следует подставить для X_N значение, соответствующее совершенно открытой впадине.

d. Рассеивающие впадины. Для ослабления ударного тока короткого замыкания рассеяние впадин подчас увеличивают искусственно, придавая им особую форму. Для этого обычно увеличивают высоту щели h_4 в отверстии впадины (см. фиг. 398а). В § с мы видели, что магнитная поперечная нагруженность головок зубцов при узких прорезах впадин столь велика, что полузакрытые впадины действуют подобно совершенно открытым. Поэтому для заметного увеличения рассеяния впадин ширину прореза у головки зубца нужно сделать настолько большой, чтобы индукция в поперечном зубцам направлении оставалась в допустимых пределах. Это в большинстве случаев приводит к формам впадин вроде представленных на фиг. 398b, где головка зубца такова

же, как у нормальных впадин, но глубина впадины значительно увеличена. Исследование магнитных нагруженностей и влияния их на ударный ток короткого замыкания должно быть в принципе произведено так же, как в § с, но при этом надо иметь в виду, что повышенное рассеяние зубцов повышает также магнитную нагруженность пограничных зубцов и, следовательно, понижает также полезное действие „рассеивающих впадин“, особенно при диаметральных обмотках.

F. Исследование рабочих свойств синхронной машины по методу комплексного исчисления.

1. Многофазная синхронная машина как идеальная машина вращающегося поля

a. Схема замещения и векторная диаграмма. Рассмотрим многофазную машину с цилиндрическим ротором, согласно сказанному в § C 1 нормальным для турбогенераторов. Статор имеет обыкновенно многофазную обмотку, ротор — обмотку возбуждения, также уложенную во впадины и питаемую постоянным током от особого источника тока. Пусть обмотанная часть ротора занимает около $^2/_3$ его окружности; в этом случае, как известно, кривая возбуждения роторного поля особенно близка к синусоиде. Потерями на трение и вентиляцию, а также железными потерями мы будем при дальнейших рассуждениях пренебрегать.

Только что описанное устройство мы можем свести к идеальной машине вращающегося поля, мысленно постепенно понижая частоту многофазного тока в роторе вплоть до нуля. Лучше всего представить себе роторную обмотку двухфазною, ток которой как бы отвердевает, превратившись в постоянный ток, в тот момент, когда мгновенное значение в одной фазе достигает своего максимума, а в другой — проходит через нуль. Первая фаза соответствует тогда обмотке нормального ротора. В наших формулах мы должны считать $m_2 = 2$ и для эффективного значения I_E эквивалентного двухфазного тока ввести $1/\sqrt{2}$-кратное значение постоянного тока i_E,

$$I_E = \frac{i_E}{2}. \tag{297a}$$

Приведенный к первичной стороне вторичный ток равен тогда

$$I'_E = \frac{i_E}{\sqrt{2}} \cdot \frac{2w_2\xi_2}{m_1 w_1 \xi_1}. \tag{297b}$$

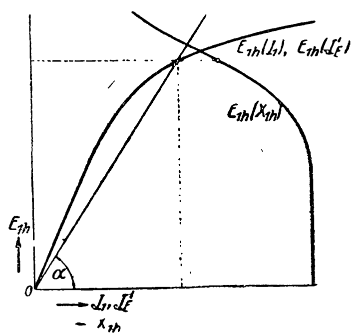
Обратимся теперь к основным уравнениям (80a и b) машины вращающегося поля и положим $s = 0$. Тогда

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1h}(\dot{I} + \dot{I}'_E), \tag{298a}$$

$$\dot{U}_2' = -R_2' I_E'. \tag{298b}$$

Второе уравнение выражает всего лишь то обстоятельство, что к обмотке индукторов мы должны приложить постороннее напряжение U_2, чтобы пропускать по ней постоянный ток возбуждения. Хотя вторичный ток имеет нулевую частоту, но, глядя со стороны якоря, мы видим его, как многофазный ток с номинальной частотою; в самом деле, его линейная нагрузка перемещается, как и первичная, с синхронным числом оборотов. По фазе взаимоположение $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2 = \dot{I}_E$ определяется взаимоположением их линейных нагрузок вдоль окружности якоря.

Желая построить по уравн. (298а) векторную диаграмму машины для определенного рабочего состояния, мы должны принять во внимание то обстоятельство, что главное реактивное сопротивление X_{1h} уже не постоянно, а изменяется вместе с индукцией в железе. Если мы представим себе, что якорная обмотка питается током, то главное поле индуктирует ЭДС самоиндукции



Фиг. 240. Зависимость между характеристикою холостого хода и главным реактивным сопротивлением.

$$\dot{E}_{1h} = -jX_{1h}\dot{I}_1. \qquad (299)$$

Зависимость E_{1h} от I_1 или I'_E, так называемая характеристика холостого хода, представлена на фиг. 240. Для определенного значения E_{1h} тангенс угла наклона α прямой, проведенной через начало координат и соответственную точку на кривой $E_{1h}(I_1)$, является мерою для соответственного значения главного реактивного сопротивления $X_{1h} = E_{1h}/I_1$. На фиг. 240 главное реактивное сопротивление представлено в зависимости от E_{1h}. Оно максимально для нижней прямолинейной части характеристики холостого хода.

Построение векторной диаграммы особенно просто, если $\dot{I}_1$ и $\dot{I}'_E$ даны нам по величине и взаимоположению, так что намагничивающий ток $\dot{I}_1 + \dot{I}'_E$ можно непосредственно определить путем геометрического сложения $\dot{I}_1$ и $\dot{I}'_E$. Это значение, которым определяется магнитное состояние машины, откладывают на оси абсцисс характеристики холостого хода и получают ЭДС результирующего поля $\overline{AP} = E_r$ (фиг. 241). Проходящую через O и P прямую мы можем рассматривать как характеристику холостого хода для мгновенного состояния машины и взять из нее другие ЭДС-ы этой диаграммы, а именно $\overline{A_1P_1} = X_{1h}I'$ и $\overline{A_2P_2} = X_{1h}I_1$. Представленная на фиг. 241 диаграмма относится к перевозбужденному генератору.

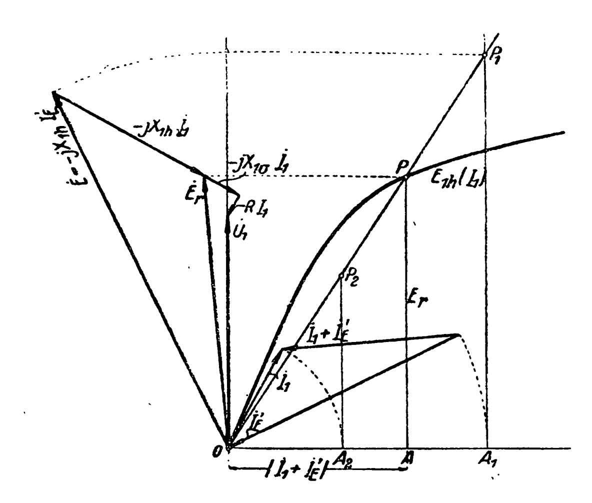
Придадим несколько иной вид уравнению (298а), объединив в общее выражение ЭДС-ы самоиндукций главного поля $-jX_{1h}\dot{I}_1$ и поля рассеяния $-jX_{1\sigma}\dot{I}_1$.

Мы получим

$$\dot{U}_1 = -\left[R_1 + j\left(X_{1h} + X_{1\sigma}\right)\right]\dot{I}_1 - jX_{1h}\dot{I}_E'. \qquad (300a)$$

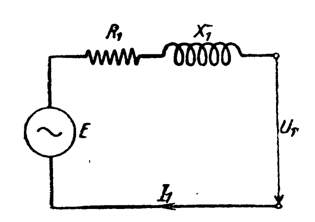
Обозначив индуктируемую ротором ЭДС $-jX_{1h}\dot{I}_E'$ просто через $\dot{E}$ и приняв во внимание, что $X_{1h} + X_{1\sigma} = X_1$, мы получим

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_1)\dot{I}_1 + \dot{E}. \qquad (300b)$$



Фиг. 241. Построение векторной диаграммы для перевозбужденного генератора.

Это уравнение иллюстрирует схема замещения фиг. 242. Напомним, что у всех машин, если только мощность их не слишком мала, активное сопротивление R_1 весьма мало по сравнению с общим



Фиг. 242. Схема замещения идеализированной синхронной машины.

реактивным сопротивлением X_1. В очень многих случаях оно не влияет заметным образом на рабочие свойства машины и для простоты им часто пренебрегают.

b. Холостой ход и короткое замыкание. Для суждения о синхронной машине имеют главное значение характеристики холостого хода и короткого замыкания. Мы уже подробно говорили о них выше, в § Е 1; тем не менее, мы должны здесь вернуться к ним, чтобы отвести им надлежащее место в рамках нашего аналитического исследования.

С характеристикой холостого хода мы уже имели дело в предыдущем параграфе и показали ее важную связь с главным реактивным сопротивлением. Из уравнения характеристики холостого хода

$$E = X_{1h} I_E' = \omega L_{1h} I_E' \qquad (301)$$

следует далее, что напряжение холостого хода точно пропорционально числу оборотов ротора.

Характеристика короткого замыкания выражает зависимость статорного тока $I_1 = I_k$ от тока возбуждения при замкнутых накоротко зажимах машины. Из уравн. (300b) мы получаем при $\dot{U}_1 = 0$

$$\dot{I}_k = \frac{\dot{E}}{R_1 + jX_1} \qquad (302a)$$

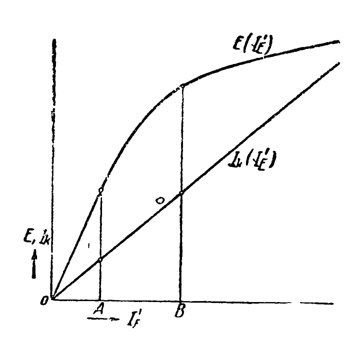
или, пренебрегая активным сопротивлением R_1 по сравнению с большим реактивным сопротивлением X_1,

$$\dot{I}_k = \frac{\dot{E}}{jX_1} = -\frac{X_{1h}}{X_1}\dot{I}'_E = -\frac{1}{1+\sigma_1}\dot{I}_E'. \qquad (302b)$$

Отсюда вытекает уравнение характеристики холостого хода

$$I_k = \frac{1}{1+\sigma_1} I_E'. \qquad (302)$$

В пределах той области, в которой эту характеристику можно снять экспериментально, машина в магнитном отношении загружена слабо и поэтому σ_1 — величина постоянная. Следовательно, характеристика короткого замыкания в практических случаях представляет собою прямую линию. Она весьма мало зависит от числа оборотов, а поскольку мы пренебрегаем активным сопротивлением, не зависит от него вообще.



Фиг. 243. Характеристики холостого хода и короткого замыкания.

На фиг. 243 представлены характеристики холостого хода и короткого замыкания. Рассмотрим две ординаты, принадлежащих одному и тому же току возбуждения, причем сперва такие, при которых точка холостого хода еще находится на прямолинейной части кривой ($I_E' = A$). Разделив одну ординату на другую, мы получаем

$$\frac{X_{1h} I_E'}{\dfrac{I_E'}{1+\sigma_1}} = X_{1h}(1+\sigma_1) = X_1. \qquad (303)$$

Здесь X_1 — значение реактивного сопротивления в нижней прямолинейной части характеристики холостого хода, т. е. максимально возможное значение. Если же мы разделим друг на друга две ординаты, для которых точка холостого хода находится на криволинейной части характеристики ($I_E' = B$), то получим только приближенно по уравн. (303) значение общего реактивного сопротивления X_1 при напряжении E, соответствующем $I_E' = B$. Правда, величина X_{1h} совершенно точна, но имеющая небольшое влияние величина коэфициента рассеяния σ_1 несколько преуменьшена, потому что она соответствует нижней прямолинейной части характеристики холостого хода.

Особым преимуществом этого простого определения общего реактивного сопротивления является то, что оно не требует знания числовых значений абсцисс, т. е., например, отношения между числами витков в статоре и в роторе.

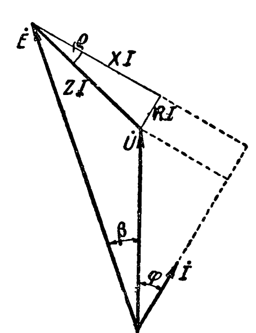
с. Включение машины на внешнее кажущееся сопротивление с неизменным углом сдвига фаз. Пусть машина, как на фиг. 244,

включена на кажущееся сопротивление

$$\dot{Z}_a = R_a + jX_a. \qquad (304)$$

Будем плавно изменять это кажущееся сопротивление при неизменном токе возбуждения, но следить при этом за тем, чтобы угол сдвига фаз φ между $\dot{I}$ и $\dot{U}$ все время оставался без изменения. Относящийся к первичному контуру индекс 1 мы впредь будем опускать, ибо ограничиваем наши рассуждения исследованием процессов только в первичном контуре. Внутреннее кажущееся сопротивление машины $\dot{Z} =$

Фиг. 244. Нагрузка с неизменным внешним полным сопротивлением.



Фиг. 245. Пояснение уравнения (305а).



Фиг. 246. Нагрузочные характеристики синхронной машины при неизменном $\cos\varphi$ и при неизменном возбуждении.

$= R + jX$ неизменно, если пренебречь изменением главного реактивного сопротивления вместе с индукцией. Определим изменение, претерпеваемое величиной напряжения на зажимах.

Из векторной диаграммы фиг. 245 прежде всего следует алгебраическое соотношение

$$E^2 = (U\cos\varphi + RI)^2 + (U\sin\varphi + XI)^2 =$$
$$= U^2 + Z^2I^2 + 2UI(R\cos\varphi + X\sin\varphi). \qquad (305a)$$

Отсюда

$$1 = \frac{U^2}{E^2} + \frac{Z^2I^2}{E^2} + 2\,\frac{U}{E}\,\frac{I}{E}\,(R\cos\varphi + X\sin\varphi). \qquad (305b)$$

Так как

$$\sin\rho = \frac{R}{Z} \text{ и } \cos\rho = \frac{X}{Z}, \qquad (305c)$$

то в результате

$$1 = \left(\frac{U}{U_0}\right)^2 + \left(\frac{I}{I_k}\right)^2 + 2\left(\frac{U}{U_0}\right)\left(\frac{I}{I_k}\right)\sin(\varphi + \rho). \qquad (305)$$

$U_0 = E$ напряжение на разомкнутых якорных зажимах, относящееся к установленному возбуждению, — **напряжение холостого хода.** $I_k = E/Z$ — ток при замкнутых накоротко якорных зажимах и том же возбуждении — **ток короткого замыкания.** Для любого неизменного значения φ уравн. (305) является уравнением эллипса. Для каждого значения φ получается особый эллипс; некоторые из этих эллипсов представлены на фиг. 246. При $\sin(\varphi + \rho) = 0$ эллипс превращается в дугу окружности, при $\sin(\varphi + \rho) = +1$ и $\sin(\varphi + \rho) = -1$ в отрезки прямой. $\varphi + \rho = -\pi/2$, т. е. $\varphi < -\pi/2$ соответствует нагрузке, состоящей из емкости и отрицательного активного сопротивления. Если бы внешнее кажущееся сопротивление было представлено соответственно отрегулированным синхронным генератором, эту кривую можно было бы снять экспериментально.

Для практической работы имеет значение только область этих эллипсов от $I/I_k = 0$ до $I/I_k = 0{,}5$. Мы видим, что сдвиг фаз оказывает решающее влияние на падение напряжения. Это последнее максимально для $\rho = 0$ при чисто индуктивной нагрузке; оно меньше при чисто активной нагрузке и становится даже отрицательным (повышение напряжения) при емкостной нагрузке.

Синхронная машина, включенная на сеть бесконечно большой мощности.

а. Общие замечания относительно нагрузки. Пусть машина доведена до своего номинального числа оборотов первичным двигателем, затем синхронизована при соблюдении условий, о которых мы будем говорить в § J 2, и включена на сеть бесконечно большой мощности. Под этой последней мы будем понимать такую сеть, звезда напряжений которой, независимо от состояний нагрузки присоединенных машин, вращается с неизменной амплитудой напряжения и неизменной угловой скоростью [P9].

Если в уравн. (300 b) пренебречь активным сопротивлением статорной обмотки по сравнению с общим реактивным сопротивлением машины, что тем более приближается к действительности, чем больше машина, то получим

$$\dot{U} = \dot{E} - jX\dot{I} \tag{306}$$

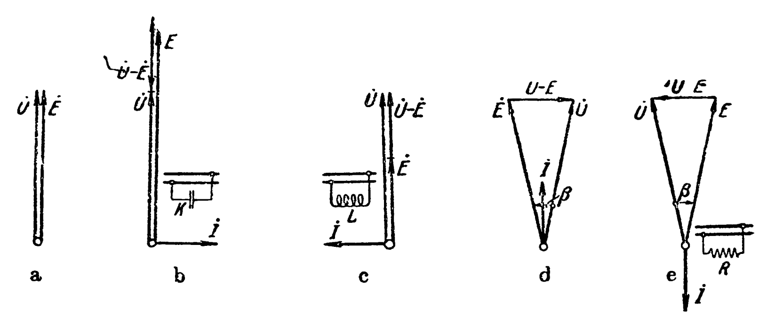
и отсюда

$$\dot{I} = \frac{\dot{E} - \dot{U}}{jX} = j\,\frac{\dot{U} - \dot{E}}{X}. \tag{306a}$$

Индекс 1 мы снова опустили, так как рассматриваем здесь только первичные величины. В следующий за синхронизацией момент, поскольку синхронизация произведена правильно, получается $\dot{U} = \dot{E}$, а поэтому $\dot{I} = 0$ (фиг. 247 а), так что теоретически по машине ток не проходит. В действительности по ней, вообще говоря, проходит небольшой активный ток, обусловленный неизбежными небольшими расхождениями между скоростями вектора сети $\dot{U}$ и вектора ЭДС машины $\dot{E}$. Эти уравнительные токи, действующие то генерирующим, то движущим

образом, тем меньше, чем точнее работает скоростной регулятор первичного двигателя.

Чтобы нагрузить машину, мы должны сделать различными вектор ЭДС $\dot{E}$ и вектор сети $\dot{U}$, как это следует из уравн. (306 а). Для начала сохраним одинаковость фаз для $\dot{E}$ и $\dot{U}$, но увеличим абсолютное значение индуктируемой полюсным колесом ЭДС $\dot{E}$ посредством усиления тока возбуждения (фиг. 247 b). Возникающий ток отстает от напряжения $\dot{U}$ на четверть периода. Машина „перевозбуждена" и отдает в сеть индуктивный реактивный ток, или, что то же, берет из сети емкостный реактивный ток. Следовательно, по отношению к сети она работает как конденсатор.



Фиг. 247a — e. Мероприятия для достижения желательной нагрузки.

Теперь ослабим ток возбуждения и тем самым сделаем ЭДС меньше U (фиг. 247 с). Ток снова является реактивным током, но теперь он опережает напряжение $\dot{U}$ на четверть периода. Машина „недовозбуждена" и посылает в сеть емкостный реактивный ток, или, что то же, берет из сети индуктивный или намагничивающий реактивный ток, как дроссельная катушка.

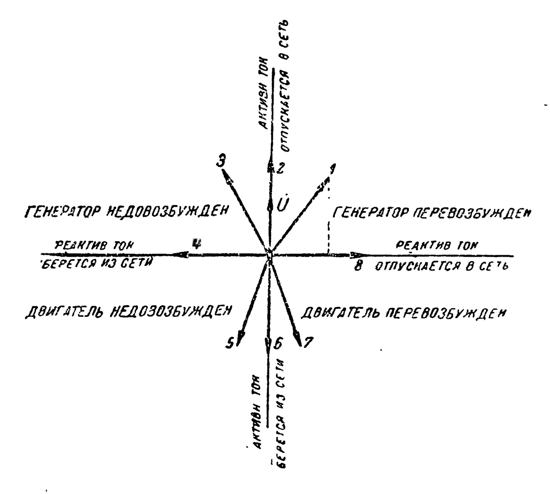
Сохраним теперь величину $\dot{E}$, но передвинем несколько вперед во времени ее вектор, изменив регулировку первичного двигателя в направлении повышения числа оборотов. Полюсное колесо получит тогда толчек вперед. Ток $\dot{I}$ (рис. 247 d) является почти чистым положительным активным током, т. е. машина в качестве генератора отдает мощность в сеть. Тем самым она одновременно нагружает первичный двигатель и не дает числу оборотов машины действительно превысить синхронное число оборотов сети.

Если, оставляя неизменной величину вектора ЭДС $\dot{E}$, понизить число оборотов первичного двигателя, то полюсное колесо немедленно начнет немного отставать и вектор ЭДС $\dot{E}$ перестанет опережать вектор сети $\dot{U}$; этим способом не только можно возвратить агрегат в ненагруженное состояние (фиг. 247 а), но можно пойти и дальше: не только совершенно прекратить подвод энергии со стороны первичного двигателя, но и нагрузить синхронную машину моментом вращения.

Тогда синхронная машина будет брать из сети почти чисто активный ток и работать в качестве двигателя с синхронным числом оборотов (фиг. 247 е), причем электрически подводимая мощность не даст числу оборотов агрегата стать меньше синхронного числа оборотов сети. Машина по отношению к сети действует как активное сопротивление.

В общем случае $\dot{E}$ и $\dot{U}$ расходятся между собою как по величине, так и по фазе, ток обладает активною и реактивною составляющей. Активную составляющую всегда устанавливают на требующееся значение с помощью изменения момента вращения, то-есть у генератора с помощью первичного двигателя, реактивную же составляющую — посредством изменения тока взбуждения. Обе манипуляции совершаются независимо друг от друга. В пределах мощности машины можно скомбинировать любую активную мощность с любою реактивной.

Если на фиг. 248 $\dot{U}$ обозначает неизменный вектор сети, которому мы будем придавать по существу произвольное, но отныне логически неизбежное направление, совпадающее с направлением положительных мнимых величин, то вектор тока $\dot{I}$ может находиться во всех четырех квадрантах. Его положение соответствует тому или иному состоянию нагрузки машины. Чтобы в этом убедиться, разложим вектор тока на его составляющие: совпадающую по фазе с вектором напряжения $\dot{U}$ и перпендикулярную к нему. По направлениям составляющих мы узнаем характер активной и реактивной мощностей порознь. Четыре квадранта соответствуют четырем характерным состояниям работы; эти состояния однозначно определены самим способом начертания наших уравнений и указаны на фиг. 248.



Фиг. 248. Значение положения вектора тока в четырех квадрантах.

Точка *1* соответствует, например, генератору, который перевозбужден настолько, что наряду с активным током он отдает в сеть намагничивающий реактивный ток в размере 75% от активного, что соответствует коэфициенту мощности $\cos\varphi = 0,8$. Точка *2* соответствует синхронному генератору, возбужденному до такой степени, при которой отдача реактивного тока равна 0 ($\cos\varphi = 1$). Точка *3* может относиться к недовозбужденному синхронному генератору или асинхронному генератору; и тот и другой берут из сети намагничивающий реактивный

ток. Точка *4* определяет чисто дроссельную катушку или же недовозбужденный синхронный генератор или двигатель при $\cos\varphi = 0$, точка *5* соответствует асинхронному двигателю, точка *6* — синхронному двигателю при $\cos\varphi = -1$, или же обыкновенному активному сопротивлению. Точка *7* — перевозбужденный синхронный двигатель, точка *8* — генератор реактивного тока (синхронный компенсатор), то-есть механически ненагруженный, сильно перевозбужденный синхронный двигатель, назначение которого — покрывать часть индуктивной реактивной нагрузки сети.

Когда мы в дальнейшем будем пользоваться термином реактивный ток, то понимать под ним будем намагничивающий реактивный ток. Дроссельная катушка, асинхронная машина, недовозбужденная синхронная машина воспринимают реактивный ток (намагничивающий). Конденсатор и достаточно перевозбужденная синхронная машина отдают реактивный ток в сеть [Р 10].

Все присоединенные к общей сети синхронные машины (генераторы и двигатели) должны сообща доставлять намагничивающий ток для всех тех присоединенных машин, которые сами неспособны снабжать себя намагничивающим током, как, например, асинхронные машины и трансформаторы, а поэтому, вообще говоря, все синхронные машины приходится более или менее перевозбуждать.

b. Нагрузка при постоянном возбуждении. Из нашего основного уравн. (300 b) легко найти выражение для тока

$$\dot{I} = -\frac{\dot{U}}{\dot{Z}} + \frac{\dot{E}}{\dot{Z}}, \qquad (307)$$

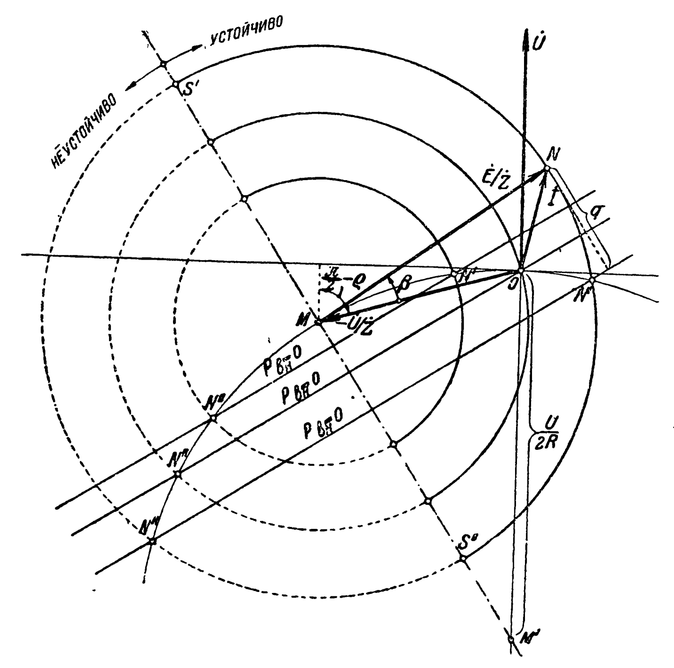
где

$$\dot{Z} = R + jX. \qquad (307\text{a})$$

Исследуем различные состояния нагрузки, которые возникают, если изменять при постоянном возбуждении механическую мощность машины. В правой части уравн. (307) остаются тогда без изменения все величины, кроме вектора ЭДС полюсного колеса $\dot{E}$, который, не изменяя своей величины, может принимать все возможные положения по фазе относительно вектора сети $\dot{U}$. На фиг 249 урав. (307) изображено графически. Конец вектора тока перемещается по окружности, радиус которой равен E/Z. Каждому значению возбуждения соответствует, таким образом, особая окружность. Все окружности имеют общий центр $\dot{U}/\dot{Z}$. Окружность, проходящая через нулевую точку *O*, соответствует возбуждению холостого хода, то-есть, тому возбуждению, которое должно быть установлено для правильного параллельного включения. Сама нулевая точка изображает состояние работы непосредственно после параллельного включения. Если бы нагрузить генератор при этом возбуждении, то он сразу оказался бы в недовозбужденном состоянии и стал бы брать намагничивающий реактивный ток из сети. Так как это почти никогда не соответствует практическим требованиям, то по общему правилу приходится после синхронизации усиливать возбуждение.

Сообразно с этим обстоятельством мы будем называть машину перевозбужденною только лишь тогда, когда она посылает в сеть реактивный ток, и недовозбужденною, когда она берет из сети реактивный ток, даже если возбуждение больше, чем при холостом ходе.

Угол β между $\dot{U}/\dot{Z}$ и $\dot{E}/\dot{Z}$ одинаков с углом β между $\dot{U}$ и $\dot{E}$ в векторной диаграмме напряжений (фиг. 247 d и e). Мы видим из фиг. 249,



Фиг. 249. Диаграмма тока при неизменном возбуждении.

в какой сильной степени этот угол зависит от нагрузки. Эту зависимость мы выразим формулами, которые в дальнейшем представят большую важность.

Из фиг. 245 или посредством умножения уравн. (300 b) на $\dot{I} = \dot{I}_1$ по способу получения внутреннего произведения (см. стр. 12) мы получаем баланс активных мощностей

$$UI\cos\varphi = EI\cos\psi - RI^2 \tag{308}$$

или

$$P^1 = P^1_{вн} - RI^2 \tag{309}$$

При этом

$$P^1 = UI\cos\varphi. \tag{309a}$$

означает электрически отдаваемую (при отрицательном знаке — подводимую) мощность одной фазы и

$$P^1_{вн} = EI\cos\varphi. \tag{309b}$$

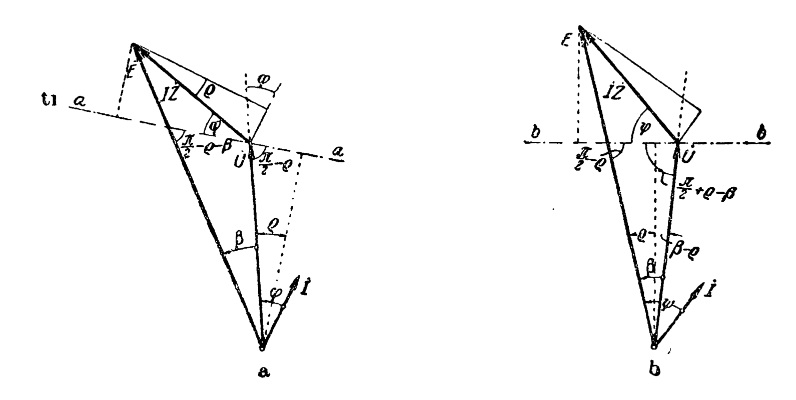
ту внутреннюю мощность, которая соответствует вращающему моменту. В дальнейшем мы будем $P_{вн}$ называть также мощностью момента вращения.

Из фиг. 250a мы получаем, проектируя отрезок IZ на прямую $a — a$, образующую угол φ с лучом $\dot{I}\dot{Z}$, скалярное соотношение

$$ZI \cos \varphi = E \sin (\rho + \beta) - U \sin \rho. \tag{310a}$$

Отсюда получается

$$P^1 = \frac{U}{Z} [E \sin (\rho + \beta) - U \sin \rho]. \tag{310}$$



Фиг. 250 a и b. К выводу соотношений (310a) и (311a).

β надо считать положительным, если ЭДС $\dot{E}$ опережает напряжение сети $\dot{U}$, как у генераторов. С другой стороны, проектируя тот же отрезок на прямую $b — b$, образующую угол ψ с лучом $\dot{I}\dot{Z}$ (фиг. 250b), мы получаем

$$ZI \cos \psi = E \sin \rho + U \sin (\beta - \rho), \tag{311a}$$

и отсюда

$$P^1_{вн} = \frac{E}{Z} [U \sin (\beta - \rho) + E \sin \rho]. \tag{311}$$

$P_{вн}$ для генераторов имеет положительное, а для двигателей — отрицательное значение.

Если пренебречь активным сопротивлением ($\rho = 0$), то урав. (310) и (311) принимают упрощенный вид

$$P^1 = P^1_{вн} = \frac{UE}{X} \sin \beta. \tag{312}$$

Обозначив кажущуюся мощность одной фазы через P_i^1, т. е.

$$P_i^1 = UI \tag{313a}$$

и ток короткого замыкания при возбуждении E через I_k, т. е.

$$I_k = \frac{E}{X}, \tag{313b}$$

мы можем также написать

$$P^1 = P^1_{вн} = UI_k \sin\beta = P^1_i \frac{I_k}{I} \sin\beta. \tag{313}$$

Для небольших, нормальных в работе, значений $\beta\,(\beta < \pi/6)$ можно также приближенно написать, заменив синус через величину дуги

$$P^1_{вн} \approx P^1_i \frac{I_k}{I}\beta. \tag{313'}$$

Как мы видели в § 12f, если диаграмма тока при неизменном напряжении является окружностью, то можно провести такую прямую, чтобы параллельные между собою расстояния каждой точки работы от этой прямой были пропорциональны внутренней мощности $P_{вн}$ и здесь тем самым были в то же время пропорциональны вращающему моменту. Для нахождения этой прямой для определенной окружности (фиг. 249) мы сперва находим те обе точки на окружности, для которых $P_{вн}$ обращается в нуль. Согласно сказанному в § 12f воспользуемся вспомогательной окружностью, центр которой M' находится на отрицательной оси ординат на расстоянии $U/2R$ от нулевой точки и которая проходит через нулевую точку (тонкая сплошная окружность на фиг. 249). Эта вспомогательная окружность пересекает каждую окружность соответствующего постоянного возбуждения в двух точках N' и N'', в которых $P_{вн}$ обращается в нуль. Этими двумя точками определяется прямая $P_{вн} = 0$. Внутреннюю мощность одной фазы мы получим, умножая вертикальные расстояния рабочих точек q на выражение

$$2R\sqrt{x_m^2 + \left(y_m + \frac{U}{2R}\right)^2}. \tag{314}$$

Введя сюда значения x_m и y_m, а именно

$$x_m = -\frac{U}{R^2 + X^2}X, \qquad y_m = -\frac{U}{R^2 + X^2}R, \tag{314a и b}$$

мы получим вместо выражения (314) просто величину U и для внутренней мощности одной фазы найдем

$$P^1_{вн} = Uq, \tag{315}$$

для момента вращения

$$M = \frac{m}{2\pi n}P^1_{вн} = \frac{m}{2\pi n}Uq. \tag{316}$$

Все прямые $P_{вн} = 0$ для различных возбуждений параллельны друг другу. Прямая для возбуждения холостого хода проходит через нулевую точку.

Если, исходя из точки N, увеличивать момент вращения, заставив например машину работать генератором, то в конце концов достигается точка S', начиная от которой момент по мере увеличения угла β уменьшался бы снова. Соответственной критической точки S'' мы достигли бы в том случае, если бы, начиная от холостого хода, нагружали машину как двигатель. Это — так называемые точки опрокидывания, а прямая, проходящая через эти точки S' и S'', представляет собою границу устойчивости. Граница устойчивости проходит через центр окружности и перпендикулярна к нулевой линии вращающего момента ($P_{вн} = 0$). Только справа от границы устойчивости возможна устойчивая работа, ибо слева от нее момент уменьшается, когда генератор имеет стремление вращаться быстрее, то-есть когда β возрастает в положительном направлении, а также когда двигатель начинает отставать, то-есть когда β возрастает в отрицательном направлении. Синхронная машина „опрокидывается", то-есть выходит из синхронизма при угле β_k, который у генератора равен $\rho + \pi/2$, то-есть немного больше $\pi/2$, а у двигателя равен $\rho - \pi/2$, то-есть немного меньше $\pi/2$.

Из уравн. (311) и (316) следует, что опрокидывающий момент для возбуждения E у генератора ($\beta = \beta_K = \rho + \pi/2$) равен

$$M_K' = \frac{m}{2\pi n} \frac{E}{Z} (U + E \sin\rho), \tag{317a}$$

а у двигателя $\beta = \beta_k = \rho - \pi/2$

$$M_K'' = \frac{m}{2\pi n} \frac{E}{Z} (-U + E \sin\rho). \tag{317b}$$

Если пренебречь активным сопротивлением якоря ($\rho = 0$), то опрокидывающие моменты для генератора и двигателя одинаковы, а именно равны

$$M_K = \pm \frac{m}{2\pi n} \frac{UE}{X}. \tag{318}$$

Введя ток короткого замыкания по уравн. (313b), мы можем также написать для опрокидывающего момента

$$\underline{M_K = \pm \frac{m}{2\pi n} U I_k}. \tag{318'}$$

В этой форме уравнение удобно для практических вычислений.

Опрокидывающие моменты возрастают вместе с возбуждением, но из уравн. (317b) видно, что у двигателя существует некоторое критическое возбуждение E'', при котором величина опрокидывающего момента достигает максимума. Для E'' мы получаем, приравняв нулю производную от уравн. (317b),

$$E'' = \frac{U}{2 \sin\rho} \tag{319a}$$

и, следовательно, максимальный возможный опрокидывающий момент получается равным

$$M''_{K\,max} = -\frac{m}{2\pi n} \frac{U^2}{4R}. \tag{319}$$

Выражаемый этим уравнением максимальный опрокидывающий момент не имеет практического значения для работы машин при номинальном числе оборотов, потому что потребное для него возбуждение E'' означало бы слишком сильную нагрузку реактивным током. Но существует особый эксплоатационный случай, для которого уравн. (319) и (319 а) практически имеют значение, а именно так называемый **частотный пуск в ход**. В этом случае требуется довести синхронный двигатель до номинального числа оборотов при помощи включенного на него отдельного генератора путем постепенного повышения частоты. В момент пуска в ход $f \approx 0$, а поэтому

$$\dot{Z} = R + jX \approx R, \tag{320a}$$

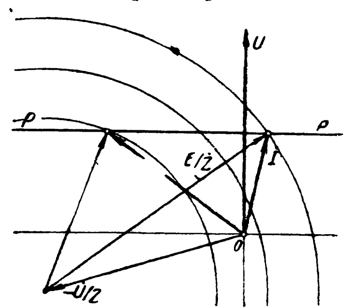
$$\sin \rho \approx 1. \tag{320b}$$

Таким образом наиболее выгодное возбуждение для того, чтобы получился сильный пусковой момент двигателя, равно по уравн. (319а)

$$E'' \approx \frac{U}{2}, \tag{320}$$

иными словами машина, которую надо довести до номинального числа оборотов, должна в первый момент быть возбуждена примерно вдвое меньше, чем приводящий ее во вращение генератор [Л 115].

c. Диаграмма тока при постоянном моменте вращения. Синхронная машина способна отдавать одну и ту же мощность, — электрическую при работе генератором и механическую при работе двигателем, — при весьма различных коэфициентах мощности, а следовательно и при различных якорных токах. На диаграмме фиг. 251 параллель $P - P$ к оси абсцисс определяет геометрическое место постоянной отдаваемой электрической мощности P, и мы видим, каким образом можно, подбирая надлежащее возбуждение E, действительно в широких пределах изменять фазу тока. Соответственные кривые для постоянной внутренней мощности (постоянного момента вращения), которые представляли бы особый интерес для двигателя, нельзя представить на этой диаграмме столь же просто, а поэтому мы прибегнем для этой цели к несколько другому изображению и **построим диаграмму тока для постоянного момента вращения.**



Фиг. 251. Диаграммы тока при неизменной отдаваемой мощности.

Будем исходить из уравн. (308) предыдущего параграфа, которому можно также придать вид

$$I^2 + \frac{UI \cos \varphi}{R} - \frac{EI \cos \psi}{R} = 0 \tag{321a}$$

или

$$I_x^2 + I_y^2 + \frac{U}{R} I_y - \frac{P_{вн}^1}{R} = 0, \tag{321b}$$

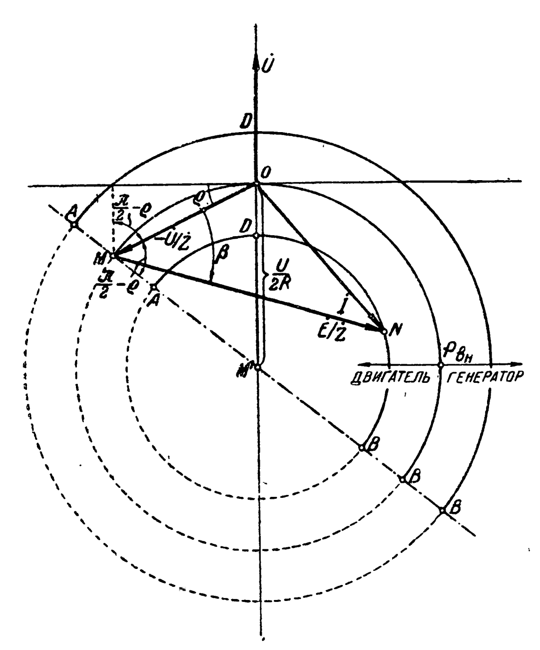
обозначив через I_y положительную активную, а через I_x положительную реактивную составляющую тока. Путем простого преобразования получается далее

$$I_x^2 + \left(I_y + \frac{U}{2R}\right)^2 = \frac{P^1_{вн}}{R} + \frac{U^2}{4R^2}. \qquad (322)$$

Это выражение представляет собой уравнение окружности в прямоугольных координатах с центром $M'\left(0, -\frac{U}{2R}\right)$ и радиусом

$$r = \sqrt{\frac{P^1_{вн}}{R} + \frac{U^2}{4R^2}} = \frac{1}{2R}\sqrt{U^2 + 4RP^1_{вн}}. \qquad (322a)$$

Каждой определенной механической мощности $P_{вн}$ соответствует особая окружность, и все они имеют общий центр, а именно $-\frac{U}{2R}$ (см. фиг. 252).



Фиг. 252. Диаграмма тока при неизменном моменте

Окружность превращается в точку ($r = 0$) при

$$P^1_{вн} = -\frac{U^2}{4R}, \qquad (322b)$$

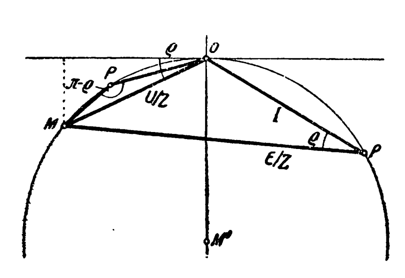
но это, как мы уже видели в предыдущем параграфе [см. уравн. (319)] максимальная, вообще возможная, механическая мощность двигателя, практически однако недостижимая при номинальном числе оборотов. Если уменьшать механическую мощность, то диаметр окружности возрастает. Если момент вращения равен нулю, то получается $r = U/2R$, т. е. окружность проходит через нулевую точку O. Кроме того она должна проходить через точку M (см. фиг. 252), так как при нулевом возбуждении и момент обращается в нуль. Если же момент вращения становится положительным, то диаметр окружности все больше увеличивается. У генератора для вращающего момента не существует конечного максимума, как у двигателя.

Для каждой окружности определенной механической мощности существует некоторое минимальное возбуждение $\overline{MA}$ и некоторое максимальное $\overline{MB}$; при недостижении первого или превышении второго точка работы должна перейти на другую окружность. Для каждой механической мощности существует определенное возбуждение $\overline{MD}$, при

котором ток по фазе совпадает с напряжением или противоположен ему, а поэтому минимален.

Прямая $\overline{AB}$ делит каждую окружность на две части, из которых только вычерченная сплошною линией соответствует устойчивым точкам работы, так как для рабочих точек другой стороны у двигателя $|\beta| > \frac{\pi}{2} - \rho$ и у генератора $|\beta| > \frac{\pi}{2} + \rho$, а мы уже в предыдущем параграфе выяснили, что эти точки не могут быть устойчивы.

V-образные кривые. Если определить по диаграмме тока для определенной постоянной механической мощности $P_{вн}$ соответствующие друг другу значения тока I и возбуждения E и отложить их в прямоугольной системе координат, то получатся кривые, напоминающие по виду букву V — так называемые V-образные кривые. Они показаны на фиг. 253.



Фиг. 252а. К выводу уравн. (323).

Фиг. 253. V-образные кривые.

Уравнения этих кривых могут быть даны и в аналитической форме, однако ничего нового этот анализ не дает.

V-образная кривая, соответствующая нулевому моменту, расположена ниже всех остальных. Она состоит из двух дуг эллипса. Чтобы убедиться в этом, напишем для треугольника MOP на фиг. 252а

$$\left(\frac{U}{Z}\right)^2 = I^2 + \left(\frac{E}{Z}\right)^2 \pm 2I\left(\frac{E}{Z}\right)\cos\rho, \qquad (323)$$

причем знак $+$ относится к малой, а знак $-$ к большой дуге между O и M. При переменных I и E уравн. (323) действительно представляет собою уравнение двух эллипсов. Эллипсы эти действительны при ненагруженной машине, не имеющей потерь на трение и в железе. Прочие V-образные кривые являются кривыми высшего порядка.

Чтобы представить якорный ток в функции от тока возбуждения, иными словами, в той форме, в которой экспериментально снимаются V-образные кривые, находят прежде всего по векторной диаграмме соответствующую данной рабочей точке результирующую ЭДС E_r (см. фиг. 241), проводят через точку E_r на характеристике холостого хода и через начало координат прямую и по этой прямой определяют ток возбуждения, соответствущий ЭДС.

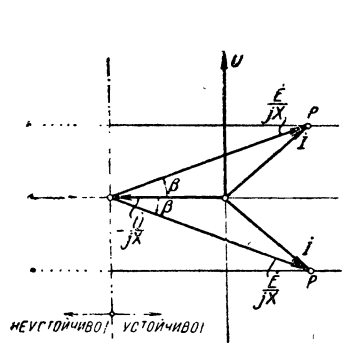
Рассмотрим еще тот более простой случай, когда активное сопротивление $R=0$. Тогда окружности, изображающие геометрическое место постоянного момента, становятся (фиг. 254) параллелями к действительной оси на расстоянии $P^1/U = P^1_{вн} U$ · V-образная кривая, соответствующая нулевой мощности (фиг. 255), состоит из двух прямых, по уравнениям

$$I = \frac{1}{X}\left(E - U\right) \text{ область перевозбуждения} \qquad (324a)$$

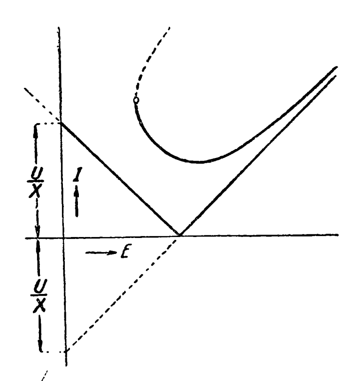
и

$$I = \frac{1}{X}\left(U - E\right) \text{ (область недовозбуждения)} \qquad (324b)$$

Прочие кривые здесь тоже имеют порядок выше второго. Мы видим из уравн. (324a) и (324b), что V-образные кривые получаются тем более острыми, чем меньше реактивное сопротивление якоря.



Фиг. 254. Диаграмма тока при неизменном моменте и $R=0$.



Фиг. 255. V-образные кривые без учета активного сопротивления.

d. Упругий момент вращения. Из механической мощности одной фазы у машины, не имеющей потерь на трение и в железе, получается по уравн. (311) момент вращения

$$M = \frac{m}{2\pi n}\frac{E}{Z}\left[U \sin(\beta - \rho) + E \sin \rho\right], \qquad (325)$$

где n означает синхронное число оборотов. Изменение момента вращения в зависимости от угла β, определяемое этим уравнением, показано на фиг. 256. Оно получается из кривой

$$\frac{m}{2\pi n}\frac{EU}{Z}\sin\beta \qquad (325a)$$

посредством перемещения оси абсцисс на

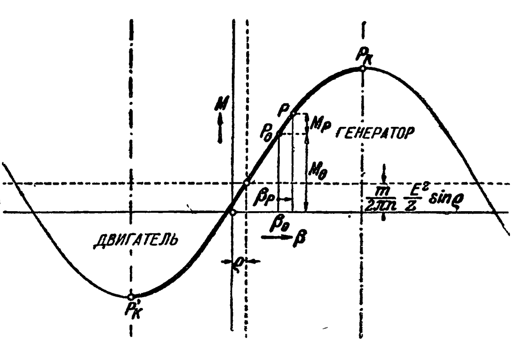
$$-\frac{m}{2\pi n}\frac{E^2}{Z}\sin\rho \qquad (325b)$$

и оси ординат на $-\rho$. Жирно вычерченная часть кривой между точками P_K (опрокидывающая точка генератора, $\beta = \rho + \pi/2$) и P'_K (опрокидывающая точка двигателя, $\beta = \rho - \pi/2$) соответствует устойчивой

области работы. В дальнейшем мы разлагаем угол отклонения полюсного колеса β на две части

$$\beta = \beta_0 + \beta_p. \tag{326}$$

При этом β_0 должен означать неизменную часть, которая соответствует установившемуся состоянию нагрузки, а β_p должен означать изменяющуюся во времени часть, которая присоединяется к первой тогда, когда полюсное колесо под каким-либо кратковременным внешним воздействием временно выходит из состояния равновесия. Вместе с изменением угла β от значения β_0 до значения $\beta_0 + \beta_p$ изменяется также значение момента M, причем изменение M_p почти пропорционально углу β_p, пока точка работы P_0 находится на приблизительно прямолинейной части кривой вращающего момента, что при нормальных условиях происходит всегда, а угол β_p невелик. Для коэфициента пропорциональности σ мы получаем из



Фиг. 256. Изменение вращающего момента в функции от $\beta = \beta_0 + \beta_p$.

$$M = \frac{m}{2\pi n}\frac{E}{Z}[U\sin(\beta_0 + \beta_p - \rho) + E\sin\rho] \tag{327a}$$

величину

$$\sigma = \left[\frac{dM}{d\beta}\right]_{\beta=\beta_0} = \frac{m}{2\pi n}\frac{EU}{Z}\cos(\beta_0 - \rho). \tag{327b}$$

Так как $\rho \approx 0$, то при всех практических вычислениях можно с достаточной точностью писать

$$M_p = \sigma\beta_p = \frac{m}{2\pi n}\frac{EU}{Z}\cos\beta_0 \cdot \beta_p. \tag{327}$$

Для всего вращающего момента, имеющего электромагнитное происхождение, можно тогда при отсутствии электромагнитного успокоения написать также

$$M = M_0 + M_p = \sigma\beta_0 + \sigma\beta_p. \tag{328}$$

В установившемся состоянии ($\beta_p = 0$) весь момент M равен полезному моменту M_0, передаваемому от вала. Если это состояние нарушается преходящим импульсом ($\beta_p \gtrless 0$), то возникает избыток над моментом M_0 в виде пропорционального повороту момента $M_p = \sigma\beta_p$ действующего в направлении восстановления прежнего состояния, пока P (фиг. 256) еще остается на устойчивой части кривой вращающего момента $P_K - P'_K$. В силу этого M_p называют упругим или синхро-

низирующим **моментом**. Мы будем называть **постоянною упругого момента** коэфициент

$$\sigma = \frac{m}{2\pi n} \cdot \frac{EU}{Z} \cos\beta_0. \qquad (328a)$$

У машин с явно выраженными полюсами определение по уравн. (328a) не очень точно. Лучше для его определения построить точные векторные диаграммы для различных значений угла β_0, считая возбуждение постоянным, определить момент по каждой диаграмме и начертить кривую $M(\beta_0)$, которая в рабочей области отклоняется от прямой незначительно. По этой кривой определяют затем величину σ для соответственного значения β_0, проведя к ней касательную.

Наличие этого упругого момента является прежде всего необходимым условием для устойчивости параллельной работы. Кроме того на его существовании основано то важное явление, что полюсные колеса синхронных машин, присоединенных к сети с неизменным напряжением, способны совершать колебания около среднего (синхронного) числа оборотов. Соответственные размахи колебания β_P суммируются со средним углом β_0 и машина выходит из синхронизма, когда общий размах β превосходит границу устойчивости. В дальнейшем мы будем называть β_P **углом качания**. Подробнее мы займемся этим явлением в отделе H.

e. Собственные колебания синхронной машины. Пусть машина в нагруженном состоянии работает параллельно с сетью бесконечно большой мощности. Угол β_0 между вектором напряжения сети $\dot{U}$ и вектором ЭДС $\dot{E}$ пусть соответствует состоянию нагрузки машины. Если мы при таких условиях на мгновение нарушим равновесие сил электромагнитного и механического происхождения посредством внешнего воздействия, то ротор, кроме равномерного вращения, начнет совершать еще колебания около среднего положения β_0 с мгновенным значением угла качания β_P. Мгновенное общее угловое отклонение равно тогда по уравн. (326) сумме некоторой постоянной и некоторой изменяющейся во времени величины. При этом надо иметь в виду, что β, β_0 и β_P введены как углы качания и поэтому должны измеряться в электрических градусах. Соответственные пространственные угловые отклонения полюсного колеса, измерить которые можно непосредственно (§ K 4 f), у многополюсных машин будут больше в $\frac{1}{p}$ раз; таким образом пространственный угол качания равен $\frac{1}{p}\beta_P$, пространственная угловая скорость по отношению синхронной равна

$$\frac{1}{p}\frac{d\beta_P}{dt} = \frac{1}{p}\frac{d\beta}{dt} \qquad (329a)$$

и пространственное угловое ускорение полюсного колеса относительно синхронного равно

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{d^2\beta_P}{dt^2} = \frac{1}{p}\frac{d^2\beta}{dt^2}. \qquad (329b)$$

Оно же представляет собою абсолютное угловое ускорение. Колебания β_P

можно вычислить и затем дополнительно прибавить к неизменному основному значению β_0. Эти свободные колебания β_p затухают с течением времени, потому что их энергия поглощается джоулевым эффектом вихревых токов в массивных полюсных наконечниках или токов, циркулирующих в особых демпферных обмотках на полюсном колесе.

Обозначим через Θ общий момент инерции вращающихся частей, через Δ вращающий момент затухания, приходящийся на единицу круговой частоты качаний. Тогда мы получим диференциальное уравнение для свободных механических колебаний, приравняв нулю сумму всех моментов, действующих на полюсное колесо:

$$\frac{\Theta}{p}\frac{d^2\beta_p}{dt^2}+\Delta\frac{d\beta_p}{dt}+\sigma\beta_p=0. \tag{329}$$

Первый член этого уравнения представляет собою момент, необходимый для того, чтобы сообщить ускорение вращающимся частям, момент инерции которых равен Θ. Второе выражение, член затухания в диференциальном уравнении, учитывает тормозящее воздействие токов в короткозамкнутой обмотке на полюсном колесе или же вихревых токов в массивных полюсных наконечниках на качание полюсного колеса. Последний член выражает упругий момент, стремящийся возвратить качающееся полюсное колесо в первоначальное положение равновесия. Здесь мы еще не можем обосновать справедливость выражения $\Delta\frac{d\beta_p}{dt}$ для момента затухания, где Δ считается величиною постоянной, этот вопрос будет подробно исследован в отделе H. Покамест мы можем считать это выражение вероятным.

Из диференциального уравнения (329) видно, что мы имеем дело с известными простыми колебаниями, играющими большую роль во всех областях физики.

Полагая [см. § I 1c, уравн. (17a)]:

$$\beta_p=\Re\left(B_p\varepsilon^{j\dot{\mu}_0 t}\right)=\Re(\dot{B}_p) \tag{330a}$$

и подставив это выражение в уравн. (329), мы получим

$$-\dot{\mu}^2_0\frac{\Theta}{p}+j\dot{\mu}_0\Delta+\sigma=0. \tag{330b}$$

Круговая частота свободных колебаний

$$\dot{\mu}_0=j\frac{p\Delta}{2\Theta}+\sqrt{\frac{p\sigma}{\Theta}-\left(\frac{p\Delta}{2\Theta}\right)^2}, \tag{330c}$$

причем мы принимаем во внимание только положительный корень (см. § I 1d), потому что здесь корень всегда является величиной действительной. Если написать в соответствии с уравн. (16c)

$$j\dot{\mu}_0=-\rho_0+j\nu_0, \tag{330}$$

то получается

$$\rho_0=\frac{p\Delta}{2\Theta},\ \nu_0=\sqrt{\frac{p\sigma}{\Theta}-\left(\frac{p\Delta}{2\Theta}\right)^2}. \tag{331a и b}$$

Пренебрегая затуханием колебаний под воздействием короткозамкнутой обмотки ($\Delta = 0$), мы получаем в связи с уравн. (328а) круговую частоту

$$\mu_0 = \nu_0 = \sqrt{\frac{p\sigma}{\Theta}} = \sqrt{\frac{pmUE\cos\beta_0}{2\pi n Z\Theta}}. \qquad (332a)$$

Время одного колебания равно тогда, так как $E/Z = I_k$, $n = f/p$ и $\omega = 2\pi f$

$$T_0 = \frac{2\pi}{\nu_0} = \frac{2\pi}{p}\sqrt{\frac{\omega\Theta}{mUI_k\cos\beta_0}}. \qquad (332)$$

Если мы подставим в это уравнение ω в $\sec^{-1}$, U в V, I_k в A и Θ в J sec², то T_0 получится в sec. В машиностроении расчет обычно ведут по маховому моменту GD^2. Так как маховой момент GD^2, будучи выражен в kg · m² численно равен четырехкратному моменту инерции в J sec², то уравнению (332) можно также придать вид

$$T_0 = \frac{\pi}{p}\sqrt{\frac{\omega GD^2}{mUI_k\cos\beta_0}}\ \sec, \qquad (332')$$

причем единицами в нем являются $\sec^{-1}$, kg · m², V и A.

3. Особенности машины с явно выраженными полюсами.

Чтобы по возможности просто и наглядно показать основные рабочие свойства синхронной машины, мы в §§ 1 и 2 рассматривали ее как идеальную машину вращающегося поля с постоянным воздушным промежутком, то-есть с одинаковой удельной магнитной проводимостью по любой оси ротора. Опыт показывает что и машина с явно выраженными полюсами, — нормальная тихоходная машина, — по своим рабочим свойствам незначительно отклоняется от машин с постоянным воздушным промежутком, так что наши допущения, которые упрощают рассуждения и расчеты, оказываются допустимыми и целесообразными в широких пределах. Однако, с некоторых точек зрения машина с явно выраженными полюсами все же резко отличается от машины идеальной. Этими особенностями мы здесь и займемся.

a. Изменение вращающего момента у машины с явно выраженными полюсами. На фиг. 257a и b представлены векторные диаграммы перевозбужденного и недовозбужденного генератора с явно выраженными полюсами, у которого для упрощения мы пренебрегаем сопротивлением от рассеяния и активным сопротивлением якорной обмотки. Из § D 6 мы знаем, что при этой конструкции различие коэфициентов магнитной проводимости по продольной и по поперечной оси учитывается посредством введения двух различных по величине главных реактивных сопротивлений X_l и X_q. На наших чертежах принято, что реактивное сопротивление поперечного поля X_q вдвое меньше реактивного сопротивления продольного поля X_l.

Из фиг. 257a следует, что

$$X_l I \sin\psi = E - U\cos\beta, \quad X_q I\cos\psi = U\sin\beta. \qquad (333a \text{ и } b)$$

Мощность на зажимах каждой фазы P^1, если пренебречь активным сопротивлением, равна внутренней мощности или мощности момента вращения $P^1_{вн}$. Имеем

$$P^1 = P^1_{вн} = UI\cos(\psi - \beta) = UI\cos\psi\cos\beta + UI\sin\psi\sin\beta \qquad (334a)$$

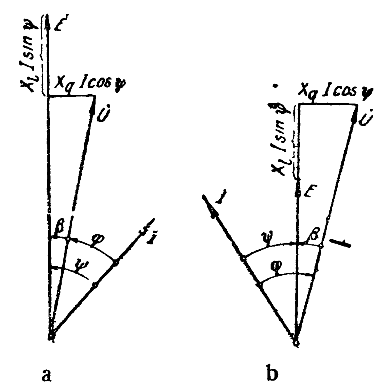
или в связи с уравн. (333a и b)

$$P^1_{вн} = U^2\frac{\sin\beta\cos\beta}{X_q} - U^2\frac{\sin\beta\cos\beta}{X_l} + \frac{UE}{X_l}\sin\beta. \qquad (334b)$$

Отсюда для момента вращения получается

$$M = \frac{m}{2\pi n}\left[\frac{UE}{X_l}\sin\beta + U^2\frac{\sin 2\beta}{2}\left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_l}\right)\right]. \qquad (334)$$

Первый член соответствует нашему уравн. (312); это та часть, которая возникает и у машины с цилиндрическим ротором той же величины, если $X = X_l$, и которая обращается в нуль при выключенном возбуждении. Зато второй член характерен для машин с явно выраженными полюсами и отсутствует у идеальной машины, для которой надо положить $X_l = X_q$. Мы будем называть его **реактивным моментом**, он обусловлен магнитной асимметрией ротора и не зависит от возбуждения. Таким образом, он имеется в наличии и при совершенно выключенном возбуждении. Поэтому, в отличие от машины с цилиндрическим ротором, машина с явно выраженными полюсами может и без возбуждения развивать момент вращения, — правда, небольшой — по сравнению с номинальным моментом.



Фиг. 257a и b. Векторные диаграммы перевозбужденного и недовозбужденного генератора с явно выраженными полюсами ($X_\sigma = 0$, $R = 0$).

На фиг. 258 изменение вращающего момента по уравн. (334) представлено в зависимости от угла β при различных значениях отношения E/U. Мы видим, что реактивный момент удвоенной частоты обнаруживается тем значительнее, чем меньше E/U, то-есть чем слабее машина возбуждена. Вследствие присоединения реактивного момента угол β у машин с явно выраженными полюсами меньше при том же моменте вращения, чем у машины с цилиндрическим ротором.

b. Реактивная машина. Машину с явно выраженными полюсами без возбуждения или с выключенным возбуждением называют, как упомянуто выше, реактивною машиной. Она развивает момент вращения

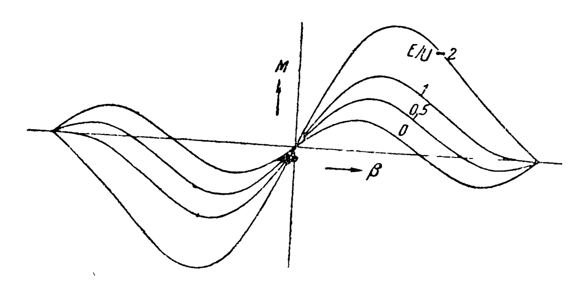
$$M = \frac{m}{2\pi n}U^2\frac{\sin 2\beta}{2}\left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_l}\right). \qquad (335)$$

Чтобы судить об этой величине, положим $X_l/X_q = 2$, тогда опрокидывающий момент реактивной машины

$$M_K = \pm \frac{m}{2\pi n} \frac{U^2}{2X_l}. \qquad (336)$$

Та же машина, будь она снабжена цилиндрическим ротором, имела бы при относительно слабом возбуждении, какое требуется для параллельного включения ($U = E$), опрокидывающий момент

$$M_K' = \pm \frac{m}{2\pi n} \cdot \frac{U^2}{X}, \qquad (336')$$



Фиг. 258. Момент вращения у машины с явно выраженными полюсами при различных возбуждениях.

т. е. вдвое превышающий опрокидывающий момент реактивной машины, если положить $X = X_l$. Так как мы пренебрегли рассеянием у машины с явно выраженными полюсами, то уравн. (336) действительно лишь с известным приближением. Что касается точного определения опрокидывающих моментов, то оно было изложено в § D 6.

На фиг. 259 представлена векторная диаграмма работающей генератором реактивной машины. В основу диаграммы снова положено отношение $X_l/X_q = 2$. Из нее следует соотношение

$$\dot{U} = \dot{E}_l + \dot{E}_q = X_l \dot{I} \sin\psi \cdot \varepsilon^{-j\psi} + X_q \dot{I} \cos\psi \cdot \varepsilon^{-j\left(\frac{\pi}{2}+\psi\right)}. \qquad (337a)$$

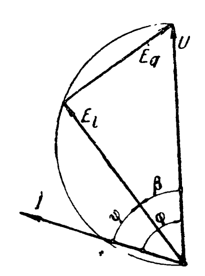
Путем преобразования согласно уравн. (1) получается

$$\dot{U} = -j\dot{I}\left[\frac{X_l + X_q}{2} - \frac{X_l - X_q}{2}\varepsilon^{-j2\psi}\right]. \qquad (337b)$$

Мы видим из этого уравнения, что вектор напряжения на зажимах совершает два оборота по окружности, если вектор тока неподвижен, в то время как угол ψ пробегает по всей шкале от 0 до 2π. Далее мы получаем из уравн. (337b) уравнение геометрического места тока при неизменном напряжении:

$$\dot{I} = \frac{j\dot{U}}{\frac{X_l + X_q}{2} - \frac{X_p - X_q}{2}\varepsilon^{-j2\psi}} = \frac{j\dot{U}}{\dot{A}}, \qquad (337)$$

т. е. также уравнение дважды описанной окружности, хотя и не в форме Блоха, которая в данном случае была бы неподходящей. Знаменатель $\dot{A}$ в уравн. (337) выражает собою для всех значений ψ окружность, показанную черточками на фиг. 260. Если мы найдем кривую, обратную окружности $\dot{A}$ относительно нулевой точки, то получим с помощью единичной, показанной черточками и точками окружности, пунктирную окружность; зеркальное изображение этой последней относительно действительной оси дает кривую геометрического места для выражения $1/\ddot{A}$, которая снова совпадает с пунктирной окружностью. Чтобы найти геометрическое место тока $\dot{I}$, мы должны еще умножить окружность $1/\ddot{A}$ на $j\dot{U}$; это означает, кроме изменения масштаба, еще и поворот на π в положительном направлении, если мы располагаем, как это принято, вектор напряжения $\dot{U}$ в направлении положительной мнимой оси.

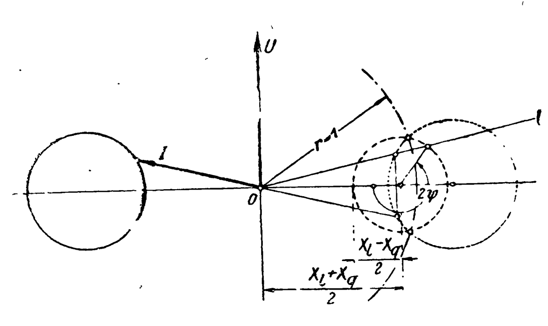


Фиг. 259. Векторная диаграмма реактивной машины, работающей генератором.

Реактивная машина практически не имеет особого значения. В отдельных случаях она строится для второстепенных целей, когда главную роль играет простота конструкции (отсутствие возбуждения постоянным током) [Р 11].

4. Однофазная машина.

У однофазных синхронных машин ротор всегда снабжается демпферной обмоткой. И если мы здесь первоначально будем исследовать характерные особенности машины без демпферной обмотки, то, во-первых, мы поступаем так для того, чтобы по возможности ясно показать физическую необходимость такой обмотки. Во-вторых же, многофазная машина подчас может временно работать однофазно, не имея демпферной обмотки, и тогда возникают явления, о которых мы будем говорить в этом отделе.



Фиг. 260. Диаграмма тока реактивной машины.

а. Машина без демпферной обмотки на роторе. Будем рассматривать машину с цилиндрическим ротором и допустим для упрощения, что обе части набраны из железных листов, так что нам нет надобности при встречающихся на практике частотах считаться с явлениями, которые обусловлены вихревыми токами. Обе части снабжены заложенной во впадины однофазной обмоткой. В цепь ротора введем источник постоянного тока, например батарею, внутреннее сопротивление которой следовало бы причислить к активному сопротивлению роторной

обмотки. Источник постоянного тока дает постоянный ток возбуждения i_E; на эту составляющую постоянного тока накладывается, вообще говоря, вследствие реакции якоря, составляющая переменного тока, и обе они сообща образуют роторный ток, мгновенное значение которого мы обозначим через i_2.

Допустим, что в момент $t=0$ с якорной обмоткой сцеплен максимальный постоянный поток в направлении вывинчивания штопора [см. том I, § 1 В 1 и 8] и будем считаться всегда только с основной волной поля. Тогда мы можем для мгновенного значения ЭДС, индуктируемой в якорной обмотке током возбуждения i_E, написать

$$e=\frac{d}{dt}\left(L_{1h}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\cdot i_E\cos\omega t\right)=-\omega L_{1h}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}i_E\sin\omega t. \tag{338}$$

При этом согласно уравн. (66) (см. § 13 с) главная индуктивность L_{1h} имеет значение

$$L_{1h}=\frac{X_{1h}}{2\pi f}=\frac{4\,\Pi_0}{\pi_2}\cdot\frac{\tau l_i}{p\delta''}w_1^2\xi_1^2\,. \tag{338a}$$

При холостом ходе ($i_1=0$) мы имеем таким образом синусоидальное напряжение на зажимах якоря машины, а по обмотке индуктора проходит чисто постоянный ток $i_2=i_E$.

При нагрузке соотношения становятся сложнее. Якорный ток может в однофазной обмотке реагировать на вращающееся поле индуктора только переменным полем. Последствия этого явления были изложены в § А 3b и там было показано, что в роторном токе и в якорном токе возникают высшие гармоники, частота которых

в индукторе $2f$, $4f$, $6f$ и т. д.
в якоре $3f$, $5f$, $7f$ и т. д.

Вследствие наложения высших гармоник токов форма кривой якорного тока сильно отступает от синусоиды и роторный ток становится переменным током с составляющею постоянного тока (см. фиг. 33 — 39а). Искажение формы кривой тем заметнее, чем больше полный ток якоря по сравнению с первоначальным полным током индуктора и, следовательно, оно максимально при установившемся коротком замыкании машины (см. фиг. 34b).

Чтобы получить по возможности ясное представление о форме кривой, исследуем подробнее состояние установившегося короткого замыкания. Для упрощения выводов будем пренебрегать активным сопротивлением якорной и роторной обмоток. Допустим, что индуктор питается источником постоянного тока без внутреннего сопротивления. При таком допущении, как результирующий поток в якорной обмотке Φ_I, так и результирующий поток в роторной обмотке Φ_{II} должны по закону индукции (см. том I, § 1 В 6) оставаться неизменными во времени и мы можем написать следующие уравнения:

$$(1+\sigma_1)L_{1h}i_1+L_{1h}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}i_2\cos\omega t=w_1\xi_1\Phi_I \tag{339a}$$

$$(1+\sigma_2)L_{1h}\left(\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\right)^2 i_2+L_{1h}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}i_1\cos\omega t=w_2\xi_2\Phi_{II}\,. \tag{339b}$$

Чтобы найти четыре неизвестных, а именно токи i_1 и i_2 и неизменные во времени потоки Φ_I и Φ_{II}, нам нужно иметь еще два уравнения, которые можно получить на основании того, что, во-первых, якорный ток не может содержать составляющую постоянного тока, то-есть

$$\frac{1}{T}\int_0^T i_1 dt = 0, \qquad (339c)$$

и что, во-вторых, составляющая постоянного тока в роторном токе i_2 равна току возбуждения i_E, то-есть,

$$\frac{1}{T}\int_0^T i_2 dt = i_E, \qquad (339d)$$

причем $T = 2\pi/\omega$ означает время одного периода.

Из урав. (339a) мы получаем

$$i_1 = \frac{w_1\xi_1\Phi_I}{(1+\sigma_1)L_{1h}} - \frac{1}{1+\sigma_1}\cdot\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1} i_2 \cos\omega t \qquad (340a)$$

и в связи с уравн. (339 c)

$$\int_0^T i\, dt = \frac{w_1\xi_1\Phi_I}{(1+\sigma_1)L_{1h}} T - \frac{1}{1+\sigma_1}\cdot\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\int_0^T i_2 \cos\omega t\, dt = 0. \qquad (340b)$$

Исходя из сущности проблемы, можно предсказать, что изменение тока i_2 во времени должно совершаться с периодом $T/2$, но в таком случае

$$\int_0^T i_2 \cos\omega t dt = 0, \qquad (340c)$$

и поэтому, согласно уравн. (340 b)

$$\Phi_I = 0. \qquad (340d)$$

Следовательно, урав. (340 a) принимает упрощенный вид

$$i_1 = -\frac{1}{1+\sigma_1}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1} i_2 \cos\omega t. \qquad (340e)$$

Сообразно с этим мы получаем по уравн. (339 b)

$$i_2 = \frac{w_2\xi_2\Phi_{II}}{(1+\sigma_2)L_{1h}\left(\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\right)^2}\frac{1}{1-\frac{\cos^2 wt}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} \qquad (341a)$$

и в связи с урав. (339 d)

$$\int_0^T i_2 dt = \frac{w_2\xi_2\Phi_{II}}{(1+\sigma_2)L_{1h}\left(\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\right)^2}\int_0^T \frac{dt}{1-\frac{\cos^2\omega t}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} = Ti_E. \qquad (341b)$$

Решение определенного интеграла[1] дает

$$\int_0^T \frac{dt}{1-\frac{\cos^2 \omega t}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} = \int_0^T \frac{dt}{1-(1-\sigma)\cos^2 \omega t} = \frac{T}{\sqrt{\sigma}} \qquad (341c)$$

и в связи с этим получается

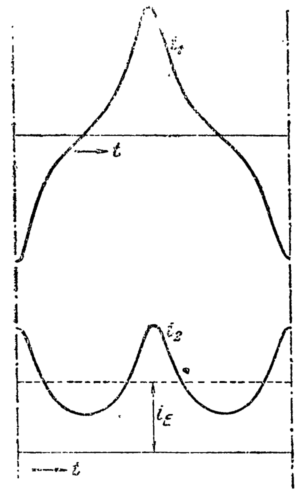
$$\Phi_{II} = \frac{w_2\xi_2}{(w_1\xi_1)^2}\sqrt{\sigma}(1+\sigma_2) L_{1h} i_E\,. \qquad (341d)$$

Для роторного тока мы находим на основании уравн. (64)

$$i_2 = \frac{\sqrt{\sigma}\, i_E}{1-\frac{\cos^2 \omega t}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} = \frac{\sqrt{\sigma}}{1-(1-\sigma)\cos^2 \omega t}\, i_E, \qquad (341)$$

а для якорного тока

$$i_1 = -\frac{1}{1+\sigma_1}\,\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\,\frac{\sqrt{\sigma}\cos \omega t}{1-(1-\sigma)\cos^2 \omega t}\, i_E. \qquad (340)$$



Фиг. 261. Якорный и роторный токи при $\sigma = 0{,}3$.

Форма кривой токов весьма интересна; она в виде примера представлена на фиг. 261 для $\sigma = 0{,}3$. Отклонение якорного тока от синусоиды тем резче, чем меньше общий коэфициент рассеяния, иными словами, чем более совершенна магнитная связь между якорной и роторной обмотками. Рассмотрим предельные случаи $\sigma = 0$ и $\sigma = 1$.

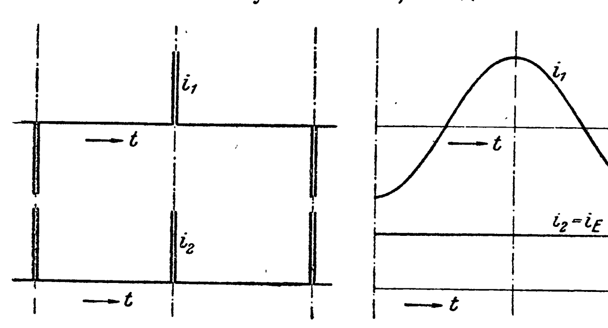
При $\sigma = 0$, то-есть при бесконечно сильной связи получается по уравн. (340) и (341) такое изменение обоих токов, как представлено на фиг. 262 а. Периодически в определенные моменты токи бесконечно быстро возрастают до бесконечно больших значений, а на протяжении остального времени они бесконечно малы.

При $\sigma = 1$, то-есть когда якорный ток не оказывает магнитного действия на ротор, все высшие гармоники исчезают в токах i_1 и i_2. Для получения $\sigma = 1$, только один из коэфициентов рассеяния σ_1 или σ_2 должен стать бесконечно большим. По этой причине рассматриваемый случай легко воспроизвести с большим приближением лабораторно, введя в цепь возбуждения индуктора достаточно большую дроссельную

[1] Его приводят к виду

$$\int_{t=0}^{T} \frac{d(2\omega t)}{a+b\cos(2\omega t)}\,.$$

катушку. Тогда мы получаем в якоре чистый синусоидальный ток, а в индукторе продолжает проходить в неискаженном виде первоначальный постоянный ток (фиг. 262 b). К синусоидальному якорному току мы приходим также при $\sigma_2 = \infty$ путем разложения роторного вращающегося поля на два перпендикулярных друг к другу переменных поля одинаковой амплитуды, из которых одно все время совпадает с осью якорной обмотки и воздействует на нее, тогда как ось другого поля

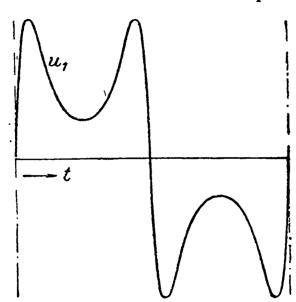


Фиг. 262a. Якорный и роторный токи при $\sigma = 0$.

Фиг. 262b. Якорный и роторный токи при $\sigma = 1$.

перпендикулярна к оси первого и магнитно не влияет на якорную обмотку.

Из уравн. (340) или фиг. 261 можно сделать еще несколько важных выводов относительно формы кривой напряжения на зажимах однофазного генератора при работе на **индуктивную нагрузку**. В самом деле, урав. (340) не только указывает изменение тока короткого замыкания, но выражает в то же время изменение тока при работе на внешнюю индуктивность L. В этом случае, вместо коэфициента рассеяния $\sigma_1 = L_{1\sigma}/L_{1h}$ нужно в уравнение ввести соответственно увеличенное значение $\sigma'_1 = (L_{1\sigma} + L)/L_{1h}$, при помощи которого вычисляется также σ. Изменение напряжения на зажимах во времени определяется тогда на основании урав. (340) выражением



Фиг. 263. Напряжение на зажимах при индуктивной нагрузке.

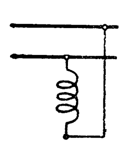
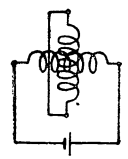
$$u_1 = L\frac{di_1}{dt} = \frac{\sqrt{\sigma}}{1+\sigma'_1}\,\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\,\omega L\,\frac{1+(1-\sigma)\cos^2\omega t}{[1-(1-\sigma)\cos^2\omega t]^2}\sin\omega t\, i_E. \qquad (342)$$

На фиг. 263 u_1 представлено в функции от времени, причем в соответствии с фиг. 261 предположено $\sigma = 0{,}3$ (см. также фиг. 38 b).

b. Однофазная машина с демпферной обмоткой. Генератор, не способный давать синусоидальные кривые тока, практическим требованиям не удовлетворяет. Высшие гармоники, как мы видели, возникают в кривой токов, вследствие непрерывного взаимодействия между обеими расположенными по одной оси обмотками. Введением дроссельной

катушки в цепь роторного тока можно было бы этот недостаток устранить и добиться того, чтобы по якорной обмотке проходил синусоидальный переменный ток, а в роторной — чистый постоянный ток. Но эта возможность не имеет практического значения, ибо мощные уравнительные процессы, а особенно внезапные короткие замыкания, вызывали бы на зажимах дроссельной катушки, а значит и на зажимах обмотки возбуждения, столь высокие напряжения, что изоляция была бы пробита.

Другим средством для заглушения высших гармоник, получившим всеобщее признание, является **многофазная** индукторная обмотка. Достигается это, например, устройством второй короткозамкнутой обмотки („демпферной" или успокоительной), ось которой у двухполюсной машины перпендикулярна к обмотке возбуждения (фиг. 264). Если, будучи отнесены к тому же числу витков, ее активное сопротивление и ее индуктивность рассеяния равны соответственным значениям в цепи возбуждения, то она образует вместе с обмоткою возбуждения симметричную двухфазную обмотку. Такая роторная многофазная обмотка способна реагировать на обратное вращающееся поле основной частоты **вращающимся же полем**, которое слагается с первоначальным в результирующее вращающееся поле меньшей амплитуды. Тогда короткозамкнутая многофазная обмотка индуктора заглушает в воздушном промежутке обратное вращающееся поле и от него остается только незначительная часть (см. § А 3 с). Токи в индукторных обмотках, вызывающие это заглушение обратного поля, имеют двукратную частоту сети. Таким образом в обмотке возбуждения индуктора циркулирует синусоидальный переменный ток с частотою $2f$ и с составляющей постоянного тока i_E, а в индукторной демпферной обмотке, ось которой перпендикулярна к обмотке возбуждения, — переменный ток той же величины с частотою $2f$, но без составляющей постоянного тока, в якоре же — чистый синусоидальный переменный ток основной частоты.

Фиг. 264. Схема однофазной машины с демпферной обмоткой.

Для нахождения токов при установившемся коротком замыкании воспользуемся здесь комплексным анализом. Его применение всегда удобно, когда приходится иметь дело с синусоидальными колебаниями. В предыдущем параграфе мы, разумеется, не могли им воспользоваться, потому что не могли ждать синусоидальных токов.

Для систем токов в якоре и в индукторе мы полагаем

$$\dot{I}_1 = 2\dot{A}\cos\omega t = \dot{A}\varepsilon^{j\omega t} + \dot{A}\varepsilon^{-j\omega t}, \tag{343 a}$$

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_E + \dot{B}\varepsilon^{-j2\omega t}. \tag{343 b}$$

Правильное понимание этих уравнений требует основательного размышления. $2\dot{A}\cos\omega t$ означает неподвижную, синусоидально распределенную по окружности якоря линейную нагрузку, изменяющуюся во времени синусоидально, то-есть линейную нагрузку переменным током $\dot{I}_1$ в одно-

фазной якорной обмотке. Уравн. (343 а) выражает далее разложение на две вращающиеся в противоположных направлениях волны тока $\dot{A}\varepsilon^{j\omega t}$ и $\dot{A}\varepsilon^{-j\omega t}$. В урав. (343 b) $\dot{I}_E$ — неподвижная относительно индуктора линейная нагрузка, образованная током возбуждения, а $\dot{B}\varepsilon^{-j2\omega t}$ — линейная нагрузка, перемещающаяся по отношению к индуктору в обратном направлении с двойной синхронной скоростью.

Равновесие напряжения в каждой фазе индукторной обмотки дает, если пренебречь активным сопротивлением,

$$j2\omega L_{2h}(1+\sigma_2)\dot{B}+j2\omega L_{2h}\frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2}\dot{A}=0. \tag{344}$$

L_{2h} — двухфазная и в то же время главная однофазная индуктивность определяемая по урав. (70 а). Из урав. (344) следует

$$\frac{\dot{A}}{\dot{B}}=-(1+\sigma_2)\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}. \tag{344 a}$$

Подобным же образом уравнение напряжений для якорной обмотки дает

$$j2\omega L_{1h}(1+\sigma_1)\dot{A}+j\omega L_{1h}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}(\dot{I}_E+\dot{B})=0. \tag{345}$$

Из уравн. (344 а) и (345) получается, если ввести общий коэфициент рассеяния [урав. (64)],

$$\dot{A}=-\frac{1}{1+\sigma_1}\frac{1}{1+\sigma}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}\dot{I}_E \tag{346 a}$$

и

$$\dot{B}=\frac{\dot{I}_E}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)(1+\sigma)}=\frac{1-\sigma}{1+\sigma}\dot{I}_E. \tag{346 b}$$

Таким образом мы в окончательной форме получаем для синусоидальных линейных нагрузок в якоре и в индукторах

$$\dot{I}_1=-\frac{1}{1+\sigma_1}\frac{1}{1+\sigma}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}(\varepsilon^{j\omega t}+\varepsilon^{-j\omega t})\dot{I}_E \tag{347 a}$$

$$\dot{I}_2=\left(1+\frac{1-\sigma}{1+\sigma}\varepsilon^{-j2\omega t}\right)\dot{I}_E. \tag{347 b}$$

Мгновенное значение якорного тока равно

$$i_1=-\frac{1}{1+\sigma_1}\frac{1}{1+\sigma}\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1}2\cos\omega t\cdot i_E, \tag{348 a}$$

и роторного тока в продольной обмотке

$$i_2'=\left(1+\frac{1-\sigma}{1+\sigma}\cos 2\omega t\right)\cdot i_E \tag{348 b}$$

и роторного тока в поперечной (демпферной) обмотке

$$i''_2 = \frac{1-\sigma}{1+\sigma} \sin 2\omega t \cdot i_E. \tag{348 c}$$

Как предельный случай для $\sigma = 0$ (а следовательно и для $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$) получается

$$i_1 = -\frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1} 2\cos\omega t \cdot i_E, \tag{349 a}$$

$$i'_2 = (1 + \cos 2\omega t) \cdot i_E, \tag{349 b}$$

$$i''_2 = \sin 2\omega t \cdot i_E \tag{349 c}$$

и для $\sigma = 1$, например σ_1 — конечная величина и $\sigma_2 = \infty$

$$i_1 = -\frac{1}{1+\sigma_1} \frac{w_2\xi_2}{w_1\xi_1} \cos\omega t \cdot i_E, \tag{350 a}$$

$$i'_2 = i_E, \tag{350 b}$$

$$i''_2 = 0. \tag{350 c}$$

Урав. (350 a и b) соответствуют предельному случаю $\sigma = 1$ в § a, так как при бесконечно большом вторичном рассеянии поперечная обмотка бездействует.

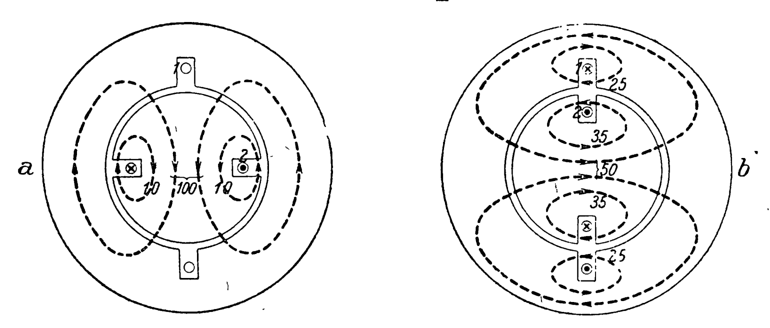
G. Уравнительные процессы при внезапном коротком замыкании синхронной машины

1. Физические процессы

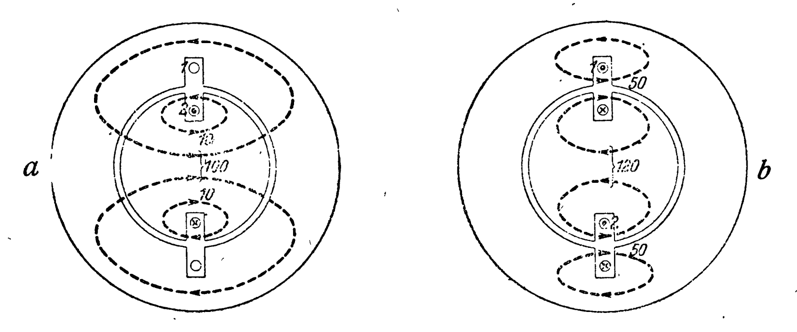
a. Критические толчки тока. Из всех уравнительных процессов в машинах наибольшего внимания заслуживает внезапное короткое замыкание синхронных генераторов. Под внезапным коротким замыканием понимают относительно кратковременный, но неизменно связанный с мощными воздействиями переходный период, на протяжении которого машина, внезапно замкнувшись накоротко во время нормальной работы, достигает состояния, соответствующего установившемуся короткому замыканию. Во-первых, при коротком замыкании возникают максимальные электрические и механические уравнительные колебания, а во-вторых, синхронные генераторы — это наиболее мощные из строящихся машин, воздействие же на машину со стороны уравнительных процессов тем значительнее, чем машина больше.

При коротких замыканиях в неподвижных относительно друг друга обмоточных системах результирующие колебания во время уравнительного периода не на много больше установившихся колебаний. Совершенно иначе обстоит дело в машинах. Здесь при внезапном коротком замыкании могут возникать пики тока, превосходящие в 10—20 раз номинальный ток машины, между тем как установившийся ток короткого замыкания превышает номинальный ток приблизительно в 1,5—3 раза.

Ясное представление о физических процессах, важнейших характерных свойствах процесса короткого замыкания и даже уравнения (в общей форме) для расчета критических толчков тока мы можем получить уже при рассмотрении представленной на фиг. 265 простой модели синхронной машины. Катушки *1* и *2* изображают первичную (якорную) вторичную (индукторную) обмотку. Для простоты допустим, что каждая обмотка образована только одним витком. Вторичная катушка питается постоянным током величины i_E; мы должны поэтому пред-



Фиг. 265a и b. Короткое замыкание однофазного генератора в первом главном положении.



Фиг. 266a и b. Короткое замыкание во втором главном положении.

ставить себе, что в эту цепь введен источник постоянного тока надлежащего напряжения, а именно бесконечно малого напряжения, так как мы пока пренебрегаем активными сопротивлениями обеих обмоток.

Мы привыкли разлагать поток φ_2, возбуждаемый током i_2 во вторичной обмотке, на две части $\varphi_{2h}+\varphi_{2\sigma}$, относящиеся между собою как $1:\sigma_2$. На фиг. 265a в виде примера допущено $\varphi_{2h}=100$, $\varphi_{2\sigma}=2\cdot 10=20$. Если оси обеих катушек совпадают (фиг. 266a), то главный или полезный поток φ_{2h} полностью проникает и в первичную катушку. Подобным же образом мы можем возбуждаемый первичным током поток φ_1 разложить на две части: первичный главный поток φ_{1h} и первичный поток рассеяния $\varphi_{1\sigma}$, относящиеся между собою как $1:\sigma_1$.

Пусть вторичная обмотка вращается с неизменным числом оборотов. Первичная катушка пусть сперва разомкнута, а в момент $t=0$

замыкается накоротко. Обозначим через ψ мгновенное значение катушечного потока, сцепленного с любою катушкою, замыкаемой накоротко в момент $t=0$, и пренебрежем активным сопротивлением. Тогда по возникновении короткого замыкания имеем

$$\frac{d\psi}{dt}=0 \tag{351a}$$

и следовательно

$$\psi=\text{const}=\psi_0, \tag{351б}$$

причем ψ_0 означает мгновенное значение катушечного потока непосредственно перед коротким замыканием. Так как мы покамест имеем в виду катушки, состоящие только из одного витка, то можем вместо катушечного потока ψ, воспользоваться потоком витка φ, так как в этом случае они тождественны.

Поток может перед коротким замыканием возбуждаться собственным током катушки, но может также отчасти или вполне быть обусловлен токами других обмоток. Этот основной закон процесса короткого замыкания, согласно которому при бесконечно малых активных сопротивлениях каждая отдельная обмотка должна сохранять значение своего потока, влечет за собою у машин с движущимися относительно друг друга обмотками чрезвычайно замечательные явления, как это мы сейчас увидим.

Если мы ставим себе задачей вычислить критические импульсы тока при внезапном коротком замыкании, то прежде всего мы должны определить, при каком положении индуктора относительно якоря должно произойти короткое замыкание. Те два особых положения, при которых оси обмоток якоря и индуктора перпендикулярны друг к другу или имеют общее направление, мы выделим и будем называть первым и вторым главным положением (фиг. 265а и 266а).

Сперва рассмотрим короткое замыкание в первом главном положении (фиг. 265а). Оно отличается тем, что в момент короткого замыкания ни одна часть индукторного потока не сцеплена с якорной обмоткою, т. е. для нее значение потока равно нулю. Возбуждаемый постоянным током индуктора i_E поток равен

$$\varphi_2=\varphi_{2h}+\varphi_{2\sigma}=(L_h+L_{2\sigma})\,i_E=L_h(1+\sigma_2)\,i_E, \tag{352}$$

причем $L_h=L_{2h}=L_{1h}$, так как мы допустили, что числа витков у обеих обмоток равны друг другу, а именно приравняли их 1. Если i_1 и i_2 означают мгновенные значения тока в момент $t=\alpha/\omega$ после короткого замыкания, происшедшего в первом главном положении, то мы можем написать для выражения того обстоятельства, что обе обмотки сохранили значения своих потоков,

$$L_{1\sigma}i_1+L_h(i_1+i_2\sin\alpha)=0 \tag{353a}$$

$$L_{2\sigma}i_2+L_h(i_1\sin\alpha+i_2)=L_h(1+\sigma_2)i_E \tag{353b}$$

или проще, сократив на L_h,

$$(1+\sigma_1)i_1+i_2\sin\alpha=0 \tag{354a}$$

$$(1+\sigma_2)i_2+i_1\sin\alpha=(1+\sigma_2)\,i_E. \tag{354b}$$

Отсюда получается

$$i_2 = \frac{i_E}{1 - \frac{\sin^2\alpha}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} \tag{355a}$$

и

$$i_1 = -\frac{1}{1+\sigma_1} \frac{i_E \sin\alpha}{1 - \frac{\sin^2\alpha}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}}. \tag{355b}$$

Максимальные пики тока возникают при $\sin\alpha = 1$, то-есть по истечении одной четверти периода (фиг. 265b) и составляют для индуктора

$$i_{2\mathrm{kr}} = \frac{i_E}{\sigma}, \tag{356a}$$

и для якоря

$$i_{1\mathrm{kr}} = -\frac{1}{1+\sigma_1}\cdot\frac{i_E}{\sigma} \approx -i_{2\mathrm{kr}}. \tag{356b}$$

Величину результирующего потока в воздушном промежутке в этот критический момент указать легко. Согласно урав. (353a) и (353b) имеем при $\sin\alpha = 1$

$$\varphi_r = \varphi_{1h} + \varphi_{2h} = L_h(i_{1\mathrm{kr}} + i_{2\mathrm{kr}}), \tag{357a}$$

$$\varphi_r = L_h \frac{i_E}{\sigma}\frac{\sigma_1}{1+\sigma_1} = L_h \frac{\sigma_1 + \sigma_1\sigma_2}{\sigma_1+\sigma_2+\sigma_1\sigma_2} i_E, \tag{357b}$$

и так как обычно $\sigma_1\sigma_2$ мало по сравнению с σ_1 и σ_2 и $\sigma_1 \approx \sigma_2$, то

$$\varphi_r \approx \frac{1}{2} L_h i_E, \tag{357c}$$

т. е. приблизительно вдвое меньше, чем главный поток индуктора перед коротким замыканием.

На фиг. 265b изображено распределение потоков спустя четверть периода после короткого замыкания в первом главном положении (фиг. 265a). Величина потоков указана на чертежах, причем допущено $\sigma_1 = \frac{1}{6}$, $\sigma_2 = \frac{1}{5}$ и на фиг. 265a положено $\varphi_{2h} = L_h i_E = 100$. Здесь случайно спустя четверть периода φ_r в точности равно $\frac{1}{2} L_h i_E$.

Рассмотрим теперь короткое замыкание во втором главном положении (фиг. 266a). Этот случай тем отличается от первого, что первичная обмотка при коротком замыкании охватывает вторичный главный поток $\varphi_{2h} = L_h i_E$ и должна его удержать. В момент $\omega t = \alpha$ выражением того обстоятельства, что обе обмотки сохранили значение своего потока, являются теперь соотношения

$$\sigma_1 i_1 + (i_1 + i_2\cos\alpha) = i_E, \tag{358a}$$

$$\sigma_2 i_2 + (i_1\cos\alpha + i_2) = (1+\sigma_2)\, i_E. \tag{358b}$$

Отсюда следует

$$i_2 = \frac{1 - \frac{\cos\alpha}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}}{1 - \frac{\cos^2\alpha}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} i_E \tag{359a}$$

и

$$i_1 = \frac{i_1}{1+\sigma_1}\left[1 - \frac{1 - \frac{\cos\alpha}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}}{1 - \frac{\cos^2\alpha}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}} \cos\alpha\right] i_E. \tag{359b}$$

Критические значения токов достигаются теперь при $\cos\alpha = -1$, то-есть спустя полупериод по возникновении короткого замыкания (фиг. 266b). Они равны

$$i_{2kr} = \frac{2-\sigma}{\sigma} i_E \approx 2\,\frac{i_E}{\sigma}, \tag{360a}$$

$$i_{1kr} = \frac{2}{1+\sigma_1}\,\frac{i_E}{\sigma} \approx i_{2kr}. \tag{360b}$$

Результирующий поток в критический момент оказывается здесь равным, если смотреть со стороны ротора, по уравн. (358b) при $\cos\alpha = -1$

$$\varphi_r = L_h\, i_E\left(\frac{2}{\sigma} - 1 - \frac{1}{1+\sigma_1}\,\frac{2}{\sigma}\right) = L_h \frac{\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2} i_E, \tag{361a}$$

$$\varphi_r \approx 0. \tag{361b}$$

Фиг. 266b изображает распределение потоков спустя полупериод после короткого замыкания во втором главном положении (фиг. 266a). Величина потоков снова указана для $\sigma_1 = \frac{1}{6}$ и $\sigma_2 = \frac{1}{5}$, причем на фиг. 266a положено $\varphi_{2h} = L_h\, i_E = 100$. Здесь случайно $\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2 = 0$, так что результирующий поток φ_r спустя полупериод в точности равен нулю.

Ход расчета ясно указывает, какова физическая причина сильных импульсов тока, возникающих при внезапном коротком замыкании машин. По возникновении короткого замыкания обе обмотки должны удержать свой поток, но возникает еще вопрос, как они его распределяют между путями главных силовых линий и линий рассеяния. Вследствие взаимного вращения существуют положения, при которых на пути главных силовых линий образование потока значительной величины весьма затруднено, ибо одна обмотка нуждалась бы для этого в сильном потоке, а другая в нулевом (фиг. 265b), или же обе обмотки требовали бы намагничивания в противоположных направлениях (фиг. 266b). В эти мгновения обе обмотки должны в большей или меньшей степени создавать свой поток на путях рассеяния, где коэфициент магнитной проводимости низок, а для этого требуются очень сильные токи. Эти последние и являются мгновенными значениями максимальных толчков тока.

При коротком замыкании в первом главном положении, якорь в критический момент стремится создать нулевой поток, а индуктор — тот же главный поток, как при холостом ходе, на главном пути силовых

линий. Возникает, как и надо ждать, результирующий поток, равный приблизительно половине потока холостого хода. Другую половину потока обе обмотки должны создать на пути рассеяния и притом так, чтобы у якоря обе половины восполнили друг друга до нуля, а у индуктора — до полного значения. При коротком замыкании во втором главном положении обе обмотки стремятся сохранить поток холостого хода на главном пути, но спустя полупериод оба потока противоположны по направлению и поэтому на главном пути уничтожают друг друга. Результирующий поток равен приблизительно нулю, и обе обмотки должны поэтому возбудить на своем пути рассеяния почти полный поток холостого хода. При этом предположено $\sigma_1 \approx \sigma_2$. Будь $\sigma_2 = 0$, на первичном пути рассеяния в самом неблагоприятном случае возник бы даже двукратный поток холостого хода.

То обстоятельство, что при коротком замыкании во втором главном положении получаются приблизительно вдвое большие толчки тока, чем в первом главном положении, мы можем легко понять, вспомнив простой случай включения дроссельной катушки при переменном токе. В этом случае мы тоже получаем при включении в наиболее неблагоприятный момент толчок тока, вдвое превосходящий значение установившегося тока. Этот толчок обусловлен тем, что для плавного увеличения потока нужен постоянный поток, а для возбуждения этого последнего постоянный ток. При коротком замыкании в первом главном положении этот постоянный поток в якоре не возникает, зато он возникает при коротком замыкании во втором главном положении. И так как при коротком замыкании во втором главном положении обе обмотки должны сохранить постоянный поток, то спустя полупериод в якоре и в индукторе получаются вдвое большие импульсы тока, чем при коротком замыкании в первом главном положении.

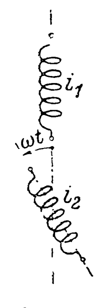
Интересно то, что нам удалось найти значения толчков тока без определения всего изменения тока во времени. Вообще говоря, короткое замыкание не происходит, конечно, как раз в одном из главных положений, а поэтому получаются толчки тока, находящиеся в только-что вычисленных пределах.

Далее весьма замечательно то, что, не имея о машине никаких данных кроме коэфициентов рассеяния, мы получили для значений максимальных толчков тока необычайно короткую формулу. Это объясняется природою проблемы короткого замыкания. Самое неблагоприятное, что вообще может случиться, — это то, что одна обмотка вынуждена будет создать на пути рассеяния поток чуть ли не вдвое больший, чем весь поток холостого хода.

В дальнейшем, при более подробном расчете, на основе определенных конструктивных форм генераторов, мы будем всякий раз наново получать основную форму урав. (360 a и b). *Главную роль по существу играет общий коэфициент рассеяния* σ. Чтобы ударные токи короткого замыкания не были чрезмерны, этот коэфициент не должен превосходить известного значения. В принципе безразлично, происходит ли рассеяние в якоре или в индукторе. Но есть особые соображения, по которым недопустимо увеличивать рассеяние индуктора посредством включения дроссельных катушек. Во-первых, при массивном роторном железе дроссельная катушка оказывает слабую помощь (см.

§ Е 2). Во-вторых, нежелательно усугублять опасность перенапряжений в цепи ротора при уравнительных процессах включением дроссельной катушки, так как изоляция обмотки возбуждения обычно рассчитана на низкое напряжение.

Так как мы пренебрегли активными сопротивлениями, то толчки тока в нашем расчете преувеличены постольку, поскольку не учтены затухания свободных колебаний на протяжении времени от короткого замыкания до критического момента. Но в виду неточности, вообще присущей этим вычислениям, это не играет роли. Гораздо важнее другое явление, вынуждающее нас принимать в расчет активные сопротивления, а именно возникающие во время процесса импульсы вращающего момента.



Фиг. 267. Схема обмоток однофазной машины без демпферной обмотки.

b. Импульсы вращающего момента. Чтобы получить сперва совершенно общее выражение для мгновенного значения вращающего момента однофазной машины, представим себе, согласно фиг. 267, что мгновенное положение индуктора охарактеризовано углом ωt; мгновенные значения токов пусть будут тогда i_1 и i_2. Обе однофазные обмотки пусть выполнены обычным на практике образом; они вполне характеризуются своими числами витков w_1 и w_2 и обмоточными коэфициентами ξ_1 и ξ_2. Будем исходить из урав. (185) тома I для вращающего момента m-фазной машины переменного тока:

$$M = \frac{2}{\pi} m\xi_E \xi w p \Phi I \cos(E, I). \tag{362a}$$

Эту формулу мы применим к нашему случаю, имея в виду двухфазную машину и постепенно понижая частоту. В конце концов мы заставляем многофазный ток превратиться в ток постоянный в тот момент, когда в одной фазе ток обращается в нуль, а в другой достигает максимума. Таким образом, положив $m = 2$, $\xi_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}}$,

$$\xi = \xi_1,\ w = w_1,\ \Phi = \frac{L_{1h}}{w_4\xi_1} i'_2;\ \sqrt{2}I = i_1, \cos(E, I) = \sin\omega t,$$

мы получаем действительное в общей форме выражение для момента однофазной машины

$$M = pL_{1h}\, i_1 i'_2 \sin\omega t. \tag{362}$$

С помощью этого уравнения, если только изменение токов i_1 и i_2 во времени уравнительного процесса определено путем вычисления или осциллографирования, мы можем для каждого мгновения вычислить вращающий момент. В соответствии с высокими значениями токов во время уравнительного периода возникают значительные импульсы вращающего момента. В моменты критических значений тока вращающий момент равен нулю. На фиг. 268 [Л 72] представлено изменение вращающего момента для случая короткого замыкания во втором главном положении (наиболее неблагоприятного случая); затухание вследствие наличия активных сопротивлений принято при этом в расчет. Из чертежа

видно, что амплитуды вращающего момента имеют место незадолго перед возникновением и вскоре после возникновения критических значений тока.

Происхождение этих колебаний момента вращения можно объяснить весьма просто. В момент короткого замыкания работающей в холостую машины общая энергия магнитного поля генератора равна:

$$w_m = \frac{1}{2} L_h (1 + \sigma_2)\, i_E^2 \tag{363a}$$

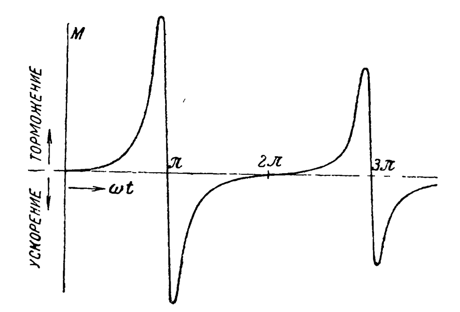
(см. том I, § 1 В 10). При коротком замыкании в первом главном положении эта энергия спустя четверть периода возрастает до гораздо большего значения

$$\left.\begin{aligned} w'_m &= \frac{1}{2} L_{1\sigma} \cdot i_{1kr}^2 + \frac{1}{2} L_{2\sigma} i_{2kr}^2 + \frac{1}{2} L_h (i_{1kr} + i_{2kr})^2 = \\ &= \frac{1}{2} \sigma_1 L_h \left(\frac{i_E}{\sigma}\right)^2 \frac{1}{(1+\sigma_1)^2} + \frac{1}{2} \sigma_2 L_h \left(\frac{i_E}{\sigma}\right)^2 + \frac{1}{2} L_h \left(\frac{i_E}{\sigma}\right)^2 \left(\frac{\sigma_1}{1+\sigma_1}\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{363b}$$

Положив в грубом приближении $\sigma_1 = \sigma_2 \approx \frac{\sigma}{2}$, мы получаем

$$w'_m = \frac{1}{2\sigma} \left(\frac{8 + 6\sigma + \sigma^2}{8 + 8\sigma + 2\sigma^2}\right) L_h i_E^2 \approx \frac{1}{\sigma} w_m . \tag{363}$$

Прирост энергии магнитного поля должен быть подведен к машине посредством механической работы. Спустя четверть периода после этого машина снова приходит в такое же состояние, как в момент замыкания, энергия магнитного поля снова понизилась до значения w_m и соответственная работа возвращена полюсному колесу.



Фиг. 268. Кривая вращающего момента при коротком замыкании (во втором главном положении) однофазной машины без демпферной обмотки.

Если бы короткое замыкание произошло во втором главном положении, то спустя полупериод энергия поля возросла бы до

$$\left.\begin{aligned} w''_m &= \frac{1}{2} \sigma_1 L_h \left(\frac{2 i_E}{\sigma}\right)^2 \frac{1}{(1+\sigma_1)^2} + \frac{1}{2} \sigma_2 L_h i_E^2 \left(\frac{2}{\sigma} - 1\right)^2 + \\ &+ \frac{1}{2} L_h i_E^2 \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2}\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{364a}$$

или при $\sigma_1 = \sigma_2 \approx \frac{\sigma}{2}$ до

$$w''_m \approx \frac{4}{\sigma} w_m . \tag{364}$$

Изменение знака в кривой вращающего момента объясняется колебаниями энергии магнитного поля. Но из фиг. 268 видно, что среднее

значение момента на протяжении одного периода вращения не равно нулю. Это объясняется джоулевыми потерями в обеих обмотках, требующими непрерывного подвода мощности. Таким образом общий вращающий момент содержит составляющую, все время имеющую неизменное направление. Мы будем ее называть „вращающим моментом джоулевых потерь". Ее можно вычислить отдельно по уравнению

$$M_Q = \frac{1}{2\pi n}(R_1 i_1^2 + R_2 i_2^2). \tag{365a}$$

Соответствующую мощность нужно подводить механически к генератору и в небольшой части к возбудителю. Вращающий момент джоулевых потерь всегда производит тормозящее действие и является единственной причиной часто наблюдаемого при коротких замыканиях падения числа оборотов.

Остальная часть вращающего момента, колеблющаяся около нулевого среднего значения, ускользает от непосредственного наблюдения вследствие инерции масс ротора и обнаруживается во вне лишь в той мере, в какой она толчкообразно воздействует на фундамент и муфту, а также, у машин с явно выраженными полюсами, на крепления этих последних.

Вращающий момент джоулевых потерь, хотя и достигает максимальных значений в моменты критических значений тока, но как раз в эти мгновения восполняется ровно до нуля остальною частью. Джоулевы потери в эти мгновения покрываются исключительно освобождающейся энергией магнитного поля. Вследствие затухания токов энергия поля достигает максимума не в моменты критических значений токов, а всегда незадолго до этих мгновений. Поэтому в критические моменты изменение энергии поля dw_m/dt не равно нулю.

Из сказанного следует, что за время уравнительного процесса, который, допустим, практически кончается через T_A секунд, к генератору должна быть подведена работа

$$Q = \int_0^{T_A} (R_1 i_1^2 + R_2 i_2^2)\, dt. \tag{365b}$$

Работу эту, вообще говоря, доставляет преимущественно кинетическая энергия маховых масс, а поэтому понижение числа оборотов за время всего процесса можно приближенно вычислить по уравнению энергии

$$Q = \frac{1}{2}\,\Theta\,[(2\pi n)^2 - (2\pi n')^2], \tag{366}$$

если Θ означает общий момент инерции, а n' — число оборотов по окончании процесса. Но здесь еще надо иметь в виду, что общая энергия поля при установившемся коротком замыкании машины меньше, чем в момент его возникновения, так что разность, которая приблизительно равна энергии поля при холостом ходе, следовало бы еще вычесть из величины Q. Впрочем, она ничтожно мала по сравнению со всей работой, превращенной в джоулево тепло.

c. Перенапряжения в незамкнутых накоротко фазах обмотки у многофазных машин. Когда мы замыкаем накоротко два зажима соединенной в звезду трехфазной машины (двухполюсное короткое замыкание), то в отношении токов ничто не изменяется по сравнению с нашими предыдущими исследованиями. Зато теперь в незамкнутой накоротко фазе индуктируется перенапряжение значительной величины, которое может при известных обстоятельствах стать опасным для изоляции. Максимальное значение этого перенапряжения мы можем определить путем простого рассуждения.

Обтекаемые током короткого замыкания i_1 фазы образуют однофазную обмотку, ось которой перпендикулярна к оси незамкнутой накоротко фазы и которая поэтому не действует на нее индуктирующим образом. Следовательно, в незамкнутой накоротко фазе может индуктировать ЭДС только роторный ток. При определенном роторном токе мгновенное значение этой ЭДС максимально, когда индукторная обмотка расположена перпендикулярно к рассматриваемой статорной обмотке, а это происходит как раз в те моменты, когда возникают критические значения тока. Таким образом максимальное значение перенапряжения e_{3kr} так же относится к максимальному значению $\sqrt{2}E$ напряжения холостого хода одной фазы, как i_{2kr} к i_E. Поэтому при коротком замыкании в первом главном положении

$$e_{3kr} = \frac{1}{\sigma}\sqrt{2}E \tag{366a'}$$

и во втором главном положении

$$e_{3kr} = \left(\frac{2}{\sigma} - 1\right)\sqrt{2}E. \tag{366b'}$$

Если индуктор снабжен демпферной обмоткой, то эти перенапряжения не возникают. Массивные полюсные наконечники тоже уменьшают эти перенапряжения.

2. Процессы в многофазной машине с симметричными обмотками статора и ротора.

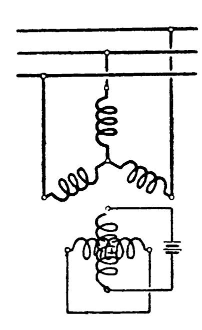
a. Свободные линейные нагрузки. В основу наших исследований мы положим машину с m-фазным статором и двухфазным ротором (фиг. 269) и допустим, что ротор вращается с номинальным числом оборотов. В одну фазу ротора введено напряжение постоянного тока, создающее ток возбуждения. Так как мы здесь собираемся исследовать только такие уравнительные процессы, при которых сохраняется симметрия процессов в отдельных фазах, то и свободные токи на окружности якоря образуют синусоидально распределенные линейные нагрузки или волны тока, способные перемещаться с любым, но неизменным числом оборотов и, вообще говоря, затухающие по экспоненциальному закону. Мы уже видели в § I 1 c, что характер такой волны вполне определяется ее комплексной круговой частотой

$$\dot{\mu} = j\rho + \nu. \tag{367a}$$

В самом деле, если мы для временного вектора многофазного тока, образующего такую волну, напишем выражение

$$\dot{I} = \dot{I}_0 \varepsilon^{j\dot{\mu}t} = \dot{I}_0 \varepsilon^{-\rho t} \varepsilon^{j\nu t}, \tag{367}$$

то увидим из этого уравнения, что волна $\dot{I}$ в момент $t = 0$ совпадает с волною $\dot{I}_0$ (имеющей на окружности якоря неизменное положение и амплитуду), что она перемещается с угловой скоростью ν/p в положительном направлении и затухает с постоянною времени $T = 1/\rho$.



Фиг. 269. Многофазная машина с симметричной демпферной обмоткой.

Но, вообще говоря, не может случиться, чтобы такая линейная нагрузка возникла в обмотке одна: линейные нагрузки всегда возникают попарно. Если мы обозначим через $\dot{\mu}_1$ круговую частоту свободных токов в первичной части (якоре, статоре), через $\dot{\mu}_2$ круговую частоту тока во вторичной части (индукторе, роторе) и через ω круговую частоту механического вращения ротора, то прежде всего получается действительное во всех случаях соотношение

$$\dot{\mu}_2 + \omega = \dot{\mu}_1, \tag{368}$$

если только токи с круговой частотой $\dot{\mu}_1$ и $\dot{\mu}_2$ связаны в том смысле, что образуют такие линейные нагрузки и вращающиеся поля в машине, которые вращаются в пространстве в одинаковом направлении и с одинаковой скоростью и, следовательно, образуют сообща вдоль воздушного промежутка одну результирующую волну тока и одно поле.

Пользуясь комплексным методом, можно для равновесия напряжений свободных колебаний написать:

$$j\dot{\mu}_1 L_1 \dot{I}_{1f} + j\dot{\mu}_1 L_{1h} \dot{I}'_{2f} + R_1 \dot{I}_{1f} = 0, \tag{368a}$$

$$j\dot{\mu}_2 L'_2 \dot{I}'_{2f} + j\dot{\mu}_2 L_{1h} \dot{I}_{1f} + R'_2 \dot{I}'_{2f} = 0, \tag{368b}$$

откуда

$$\frac{\dot{I}_{1f}}{\dot{I}'_{2f}} = \frac{-j\dot{\mu}_1 L_{1h}}{R_1 + j\dot{\mu}_1 L_1} = \frac{R'_2 + j\dot{\mu}_2 L'_2}{-j\dot{\mu}_2 L_{1h}} \tag{369a}$$

или

$$\dot{\mu}_1 \dot{\mu}_2 L_1 L'_2 \left(1 - \frac{L^2_{1h}}{L_1 L'_2}\right) - j\dot{\mu}_1 R'_2 L_1 - j\dot{\mu}_2 R_1 L'_2 - R_1 R'_2 = 0. \tag{369b}$$

На основании урав. (64) и (368), введя сокращенные обозначения

$$\frac{R_1}{\sigma L_1} = \rho_1, \quad \frac{R'_2}{\sigma L'_2} = \rho_2, \tag{369 c и d}$$

мы можем придать урав. (369b) вид

$$\dot{\mu}^2_1 - \dot{\mu}_1 [\omega + j(\rho_1 + \rho_2)] - \sigma\rho_1\rho_2 + j\omega\rho_1 = 0. \qquad (369e)$$

Отсюда круговая частота свободных многофазных токов в первичной части

$$\dot{\mu}_1 = \frac{\omega}{2} + j\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \mp \sqrt{\left[\frac{\omega}{2} + j\frac{\rho_1 + \rho_2}{2}\right]^2 + \sigma\rho_1\rho_2 - j\omega\rho_1}. \qquad (369)$$

Для дальнейшего исследования мы сначала допустим, что первичная и вторичная обмотки имеют одинаковые постоянные времени (то-есть, приблизительно одинаковые веса меди), иными словами что L_1/R_1 равно L_2'/R_2'. Тогда

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho \qquad (370)$$

и урав. (369) принимает упрощенный вид

$$\dot{\mu}_1 = j\rho + \omega\left[\frac{1}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma)}\right] = j\rho + \nu_1. \qquad (370a)$$

Отсюда мы получаем по урав. (368)

$$\dot{\mu}_2 = j\rho + \omega\left[-\frac{1}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma)}\right] = j\rho + \nu_2. \qquad (370b)$$

В соответствии с двумя знаками перед корнем мы имеем две различные круговые частоты в статоре:

$$\dot{\mu}'_1 = j\rho + \nu'_1, \qquad \dot{\mu}_1'' = j\rho + \nu''_1 \qquad (371\text{ a и b})$$

и подобным же образом в роторе:

$$\dot{\mu}_2' = j\rho + \nu_2', \qquad \dot{\mu}_2'' = j\rho + \nu_2'' \qquad (372\text{ a и b})$$

Круговые частоты, отмеченные о д н и м штрихом (отрицательный знак корня), соответствуют той результирующей линейной нагрузке, обусловленной статорными и роторными токами, которая относительно с т а т о р а вращается в положительном направлении с весьма малою, вообще говоря, круговой частотою

$$\nu'_1 = \omega\left[\frac{1}{2} - \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma)}\right], \qquad (373a)$$

а относительно ротора в отрицательном направлении с круговой частотою

$$\nu'_2 = -\omega + \nu'_1. \qquad (373b)$$

Круговые частоты, отмеченные д в у м я штрихами (положительный знак корня), соответствуют вторичной результирующей линейной нагрузке, которая относительно статора вращается в положительном направлении с круговой частотою

$$\nu''_1 = \omega\left[\frac{1}{2} + \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma)}\right], \qquad (374a)$$

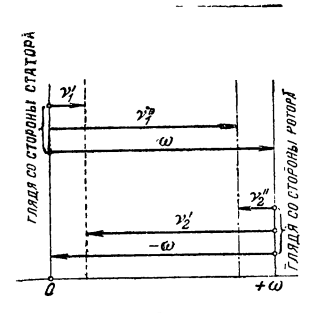
а относительно ротора в отрицательном направлении с круговой частотою

$$\nu''_2 = -\omega + \nu''_1 = -\nu'_1. \tag{374b}$$

Все линейные нагрузки затухают здесь по одной и той же функции $\varepsilon^{-\rho t}$, так как мы положили $R_1 = R_2'$ и $L_1 = L_2'$.

Обеим результирующим линейным нагрузкам соответствуют два результирующих круговых вращающихся поля. Эти свободные вращающиеся поля возникают при всех уравнительных процессах в многофазных машинах идеализированной нами конструкции.

На фиг. 270 представлена схема встречающихся круговых частот, из которой видно, какою представляется их величина, если смотреть на них со стороны статора и со стороны ротора. При этом следует отметить, что частота ν_1' очень мала, если в статорную и роторную обмотку не введены особые активные сопротивления, так что первое свободное вращающееся поле почти не отрывается от статора и лишь очень медленно следует за ротором. Свободные токи, его возбуждающие, являются поэтому в фазах статора почти постоянными токами, а в фазах ротора — переменными токами с круговою частотой, почти равной круговой частоте ротора ω, которая у синхронных машин тождественна номинальной круговой частоте. С тою же небольшою относительной скоростью, с какою первое вращающееся поле перемещается по отношению к статору в направлении ротора, второе вращающееся поле отстает от ротора. Поэтому токи, возбуждающие это второе поле, представляют собою в роторе очень медленные колебания, являясь почти постоянными токами, а в статоре являются переменными токами, имеющими почти номинальную частоту.



Фиг. 270. Схема круговых частот.

Если мы пренебрегаем активными сопротивлениями, то свободные вращающиеся поля не затухают, и скорость их равна нулю или равна синхронной скорости, иными словами одно поле жестко связано с якорем, а другое с индуктором. В обеих обмотках возникают тогда налагающиеся друг на друга токи с частотою нуль (постоянные токи) и с номинальной круговой частотою ω.

Под влиянием активных сопротивлений оба свободных поля представляют собой вращающиеся поля, затухающие по экспоненциальному закону. Скорость вращения относительно статора и ротора возрастает сперва вместе с активными сопротивлениями, пока не достигает максимального значения, а именно $\omega/2$ при

$$\sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma)} = 0 \quad \text{или} \quad \rho = \frac{\omega}{2}\frac{1}{\sqrt{1-\sigma}}. \tag{375 a и b}$$

Оба свободных поля вращаются при этом с одинаковой скоростью; поэтому тогда имеется налицо вообще только одно свободное затухающее вращающееся поле. Если еще больше увеличить активное сопротивле-

ние, то увеличивается только затухание, потому что корень в урав. (373a) становится мнимым. Но действительная часть круговой частоты, которою определяется скорость вращения, остается неизменною и равною $\omega/2$.

Если допустить, что оба свободных вращающихся поля имеют одинаковую амплитуду (ниже мы увидим, при каких обстоятельствах это происходит), то мы можем составить себе весьма наглядное представление об изложенных только что зависимостях. Мы можем тогда, согласно сказанному в § I 4 а, составить из обоих вращающихся полей одно переменное поле удвоенной амплитуды, которое вращается в пространстве с вдвое меньшею синхронною скоростью, затухает в такой же степени, как вращающиеся поля, и колеблется с круговой частотою

$$\frac{\omega}{2} - \nu_1' = \omega \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma)}. \tag{376}$$

В первом предельном случае, при бесконечно малых активных сопротивлениях, это переменное поле не затухает и колеблется с круговой частотою $\frac{\omega}{2}$. По мере увеличения активных сопротивлений частота переменного поля становится все меньше. Так мы приходим ко второму предельному случаю, когда

$$|\rho| \geqslant \frac{\omega}{2} \frac{1}{\sqrt{1-\sigma}}; \tag{377}$$

здесь переменное поле становится апериодически исчезающим полем, распределенным синусоидально и вращающимся с половинным синхронным числом оборотов.

Если мы хотим учесть неодинаковость постоянных времени статора и ротора, то должны возвратиться к урав. (369). По Рюденбергу [Л 64] можно удовлетвориться приближенным результатом, что допустимо, если только в силу особых условий не приходится присоединять к R_1 и R_2 еще внешние активные сопротивления. В самом деле, тогда ρ_1 и ρ_2 очень малы по сравнению с круговой частотою вращения ω и радикал в урав. (369) превращается в

$$\frac{\omega}{2} - j\,\frac{\rho_1 - \rho_2}{2}. \tag{378}$$

Тогда по урав. (369) мы получаем приближенно для круговых частот свободных колебаний в роторе и в статоре при неодинаковых постоянных времени, но при малых активных сопротивлениях

$$\mu'_1 = j\rho_1 + 0, \qquad \mu''_1 = j\rho_2 + \omega \tag{378 a и b}$$

$$\mu'_2 = j\rho_1 - \omega, \qquad \mu''_2 = j\rho_2 + 0. \tag{378 c и d}$$

Для временных векторов свободных многофазных токов или линейных нагрузок в статоре и в роторе мы можем написать в общем виде:

$$\dot{I}_{1f} = \dot{A}' \varepsilon^{-\rho_1 t} \varepsilon^{j\nu'_1 t} + \dot{A}'' \varepsilon^{-\rho_2 t} \varepsilon^{j\nu''_1 t}, \tag{379a}$$

$$\dot{I}'_{2f} = \dot{B}' \varepsilon^{-\rho_1 t} \varepsilon^{j\nu'_2 t} + \dot{B}'' \varepsilon^{-\rho_2 t} \varepsilon^{j\nu''_2 t}. \tag{379b}$$

Второе уравнение представляет собою волны тока, какими они представляются, если смотреть со стороны ротора. Если же смотреть со стороны статора, то надо написать

$$\dot{I}'_{2f} = \dot{B}' \varepsilon^{-\rho_1 t} \varepsilon^{j\nu'_1 t} + \dot{B}'' \varepsilon^{-\rho_2 t} \varepsilon^{j\nu''_1 t}. \tag{379b'}$$

При этом способе начертания надо иметь в виду, что $\dot{B}'$ и $\dot{B}''$ в урав. (379b) следует считать неподвижными относительно ротора, а в урав. (379b') неподвижными относительно статора. Но постоянные $\dot{A}'$ и $\dot{B}'$, а также $\dot{A}''$ и $\dot{B}''$ находятся в зависимости друг от друга. Допустим, например, что налицо имеются только волны тока с круговой частотою $\dot{\mu}'$. В урав. (369a) с $\dot{\mu}_2 = \dot{\mu}_2'$,

$$\frac{\dot{I}_{\mu f}}{\dot{I}_2{}'_f} = \frac{R_2' + j\dot{\mu}'_2 L'_2}{-j\dot{\mu}'_2 L_{1h}}, \tag{380a}$$

можно тогда пренебречь R_2' по сравнению с $j\dot{\mu}'_2 L'_2$, ибо $\dot{\mu}'_2$ велико, и по урав. (379 a и b') получается

$$\frac{\dot{I}_{1f}}{\dot{I}'_{2f}} = \frac{\dot{A}'}{\dot{B}'} = -\frac{L'_2}{L_{1h}} = -(1 + \sigma_2). \tag{380b}$$

Если же мы будем отдельно рассматривать волны тока с круговой частотою $\dot{\mu}''$, то в урав. (369a), с $\dot{\mu}_1 = \dot{\mu}''_1$,

$$\frac{\dot{I}_{1f}}{\dot{I}'_{2f}} = \frac{-j\dot{\mu}''_1 L_{1h}}{R_1 + j\dot{\mu}''_1 L_1}, \tag{381a}$$

можно пренебречь R_1 по сравнению с $j\dot{\mu}''_1 L_1$, ибо $\dot{\mu}''_1$ велико, и по урав. (379a и b) получается

$$\frac{\dot{I}_{1f}}{\dot{I}'_{2f}} = \frac{\dot{A}''}{\dot{B}''} = -\frac{L_{1h}}{L_1} = -\frac{1}{1+\sigma_1}. \tag{381b}$$

Обозначив, наконец, через ν частоту $\nu'_1 = -\nu''_2$ и положив $\dot{A}' = \dot{A}_S$ и $\dot{B}'' = \dot{A}_L$, мы получаем в окончательном виде уравнения свободных многофазных токов для симметричных с обеих сторон многофазных машин:

$$\dot{I}_{1f} = \dot{A}_S \varepsilon^{-\rho_1 t} \varepsilon^{j\nu t} - \frac{\dot{A}_L}{1+\sigma_1} \varepsilon^{-\rho_2 t} \varepsilon^{j(\omega-\nu)t}, \tag{382a}$$

$$\dot{I}'_{2f} = -\frac{\dot{A}_S}{1+\sigma_2} \varepsilon^{-\rho_1 t} \varepsilon^{j(-\omega+\nu)t} + \dot{A}_L \varepsilon^{-\rho_2 t} \varepsilon^{-j\nu t}. \tag{382b}$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 даны уравнениями (369c и d). При одинаковых постоянных времени у статорной и роторной обмотки $\nu = \nu'_1$ дано уравнением (373a). Урав. (382b) выражает соотношения в том виде, в каком они определяются, если смотреть со стороны ротора.

При неодинаковых постоянных времени и произвольно больших значениях ρ_1 и ρ_2 для ν нельзя дать общего выражения. В этих случаях приходится численно определять μ_1 по урав. (369) согласно правилам комплексного исчисления и находить действительную часть, которая равна ν. При небольших значениях ρ_1 и ρ_2, с какими обычно приходится иметь дело на практике, можно по урав. (378a) считать приближенно $\nu = 0$.

$\dot{A}_S$, $\frac{\dot{A}_S}{1+\sigma_2}$, $-\frac{\dot{L}}{1+\sigma_1}$ и $\dot{A}_L$ представляют собой комплексные постоянные величины, которые выражают по величине и положению на окружности якоря свободные многофазные токи или линейные нагрузки обеих обмоток в момент короткого замыкания. Они не поддаются определению по диференциальному уравнению системы [урав. (368 a и b)], а должны быть вычислены по предельным условиям каждой данной задачи. Смотря по тому, смотрим ли мы на процессы со стороны статора или со стороны ротора, мы в первом случае считаем $\dot{A}_S$ и $\dot{A}_L$ неподвижными относительно статора, а во втором — относительно ротора.

b. Внезапное короткое замыкание. Рассмотрим теперь синхронный генератор, соответствующий схеме фиг. 269. Пусть машина приведена во вращение с круговой частотой ω. Якорная обмотка сперва разомкнута. При продолжительной работе ток проходит только в одной фазе симметричной двуфазной обмотки, в продольной обмотке, другая же фаза, поперечная обмотка, током не обтекаемая. На постоянный ток обмотки возбуждения, величина которого, измеренная амперметром, равна i_E, мы можем смотреть как на застывший двухфазный ток, если представить себе линии времени остановившимися в тот момент, когда этот ток достиг максимума в продольной обмотке и был равен нулю в поперечной обмотке. Эффективное значение I_E этого фиктивного двуфазного тока равно, таким образом,

$$I_E = \frac{i_E}{\sqrt{2}}. \tag{383a}$$

Пусть в момент $t = 0$ машина, возбуждаемая роторным током I_E, получила трехполюсное короткое замыкание. Уравнительный процесс переводит машину из состояния холостого хода в состояние установившегося короткого замыкания. Если мы пренебрежем активным падением напряжения, не играющим здесь никакой роли, то установившийся ток короткого замыкания по урав. (302b) равен

$$\dot{I}_k = -\frac{1}{1+\sigma_1}\dot{I}'_E. \tag{383b}$$

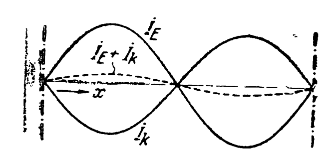
Следовательно, обе линейные нагрузки расположены друг против друга по одной оси и линейная нагрузка у ротора лишь не на много

меньше, чем у статора. Результирующая линейная нагрузка (показанная пунктиром на фиг. 271) возбуждает слабое поле воздушного промежутка, которое еще сохраняется при установившемся коротком замыкании и индуктирует ЭДС, равную первичной ЭДС рассеяния.

Теперь нам следует для нашего уравнительного процесса так определить в урав. (382a и b) постоянные интегрирования $\dot{A}_S$ и $\dot{A}_L$, т. е., начальные значения свободных волн тока, чтобы не происходило скачкообразных изменений потока. Обозначив значение волны тока возбуждения в момент короткого замыкания через $\dot{I}_{E0}$, значение установившегося тока короткого замыкания через $\dot{I}_{k0}$, и значения общего свободного тока через $\dot{I}_{1f0}$ и $\dot{I}_{2f0}$, мы получаем

$$\dot{I}_{1f0} = \dot{A}_S - \frac{\dot{A}_L}{1+\sigma_1} = -\dot{I}_{k0} \qquad (384a)$$

$$\dot{I}'_{2f0} = -\frac{\dot{A}_S}{1+\sigma_2} + \dot{A}_L = \dot{I}'_{E0} - \dot{I}'_{E0} = 0. \qquad (384b)$$



Фиг. 271. Линейные нагрузки при установившемся коротком замыкании.

Отсюда следует

$$\dot{A}_S\left(1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)}\right) = -\dot{I}_{k0} \qquad (384c)$$

или

$$\dot{A}_S = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma} \qquad (384d)$$

и

$$\dot{A}_L = -\frac{1}{1+\sigma_2}\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}. \qquad (384e)$$

При помощи этих значений мы находим по урав. (382a и b) для свободных волн тока

$$\dot{I}_{1f} = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\left[\varepsilon^{-\rho_1 t}\,\varepsilon^{j\nu t} - (1-\sigma)\,\varepsilon^{-\rho_2 t}\,\varepsilon^{j(\omega-\nu)t}\right], \qquad (385a)$$

$$\dot{I}'_{2f} = \frac{1}{1+\sigma_2}\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\left[\varepsilon^{-\rho_1 t}\,\varepsilon^{j(-\omega+\nu)t} - \varepsilon^{-\rho_2 t}\,\varepsilon^{-j\nu t}\right] \qquad (385b)$$

и, наконец, для результирующих волн тока во время уравнительного процесса, отметив установившиеся токи индексом d и приняв во внимание урав. (383b),

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_{1d} + \dot{I}_{1f} = \dot{I}_{k0}\,\varepsilon^{j\omega t} + \dot{I}_{1f}, \qquad (386\grave{a})$$

$$\dot{I}_1 = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\left[\varepsilon^{-\rho_1 t}\,\varepsilon^{j\nu t} - (1-\sigma)\,\varepsilon^{-\rho_2 t}\,\varepsilon^{j(\omega-\nu)t} - \sigma\,\varepsilon^{j\omega t}\right], \qquad (386a)$$

$$\dot{I}'_2 = \dot{I}'_{2d} + \dot{I}'_{2f} = \dot{I}'_{E0} + \dot{I}'_{2f}, \qquad (386b')$$

$$\dot{I}'_2 = \frac{1}{1+\sigma_2} \frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma} \left[\varepsilon^{-\rho_1 t} \varepsilon^{j-(\omega+\nu)t} - \varepsilon^{-\rho_2 t} \varepsilon^{-j\nu t} - \frac{\sigma}{1-\sigma}\right]. \qquad (386b)$$

Анализ этих результатов начнем с того, что будем пренебрегать затуханием, иными словами положим $\rho_1 = \rho_2 = 0$ и $\nu = 0$ [(урав. (373a)]. Тогда мы получаем значительно более простые и легко поддающиеся анализу уравнения

$$\dot{I}_1 = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}(1 - \varepsilon^{j\omega t}) \qquad (387a)$$

и

$$\dot{I}'_2 = \frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\left[\frac{1}{1+\sigma_2}\varepsilon^{-j\omega t} - (1+\sigma_1)\right]. \qquad (387b)$$

Максимальные волны тока возникают при $\varepsilon^{j\omega t} = -1$ и $\varepsilon^{-j\omega t} = -1$, то-есть, при $\omega t = \pi$, иными словами спустя полупериод по возникновении короткого замыкания. Критические линейные нагрузки равны по величине и положению

$$\dot{I}_{1kr} = -2\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma} = \frac{1}{1+\sigma_1} 2 \frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma} \qquad (388a)$$

и

$$\dot{I}'_{2kr} = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\left(1+\sigma_1+\frac{1}{1+\sigma_2}\right) = \left(\frac{2}{\sigma} - 1\right)\dot{I}'_{E0}. \qquad (388b)$$

Этим последним уравнением определяется критическая волна тока ротора, какою мы ее видим со стороны ротора. Смотря со стороны статора, мы должны были бы написать

$$\dot{I}'_{2kr} = -\left(\frac{2}{\sigma} - 1\right)\dot{I}'_{E0}, \qquad (388b')$$

так как начиная с момента $t = 0$ индуктор повернулся на одно полюсное деление.

Во время уравнительного процесса, который перешел здесь в установившееся состояние, так как мы предварительно пренебрегли затуханием, статор и ротор создают каждый по две волны с различными числами оборотов. Обе первые волны каждой части все время расположены друг против друга по одной оси и по урав. (387a и b) имеют относительно статора нулевое число оборотов. Смотря со стороны статора, их можно объединить в волну намагничивающего тока

$$\dot{I}_S = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\left(1 - \frac{1}{1+\sigma_2}\right) = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma} \cdot \frac{\sigma_2}{1+\sigma_2}. \qquad (389a)$$

Обе другие волны каждой части тоже все время расположены друг против друга по одной оси и имеют по урав. (387a и b) нулевое число оборотов относительно ротора. Их мы тоже можем объединить

в одну волну намагничивающего тока и должны для нее написать, смотря со стороны статора,

$$\dot{I}_L = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}(-1+1+\sigma_1)\,\varepsilon^{j\omega t} = -\frac{\dot{I}_{k0}}{\sigma}\sigma_1\varepsilon^{j\omega t}. \qquad (389b)$$

В соответствии с линейными нагрузками, существовавшее до момента короткого замыкания поле холостого хода тоже представляется расщепленным на две части, из которых одна связана со статором, а другая вовлекается ротором во вращение с синхронным числом оборотов. Эти оба поля приблизительно равны друг другу, ибо если мы для суждения об отношении между их величинами напишем отношение между соответственными волнами намагничивающего тока, то получим

$$\frac{I_S}{I_L} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1(1+\sigma_2)} \approx \frac{\sigma_2}{\sigma_1}. \qquad (389)$$

Пренебрегая разностью между обоими составляющими полями, мы можем оба вращающихся поля объединить в одно переменное поле, которое, согласно сказанному в параграфе I 4 а, колеблется с половинною частотою вращения и вращается с половинною синхронною угловою скоростью $^1/_2\,\frac{\omega}{p}$.

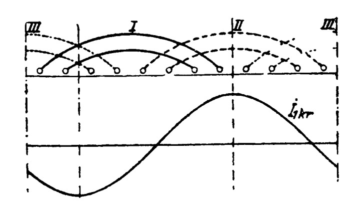
Так как обе волны тока перемещаются одна мимо другой с синхронною скоростью, то в известные мгновения они почти совершенно нейтрализуют друг друга в воздушном промежутке. В эти мгновения обе обмотки должны преимущественно на путях рассеяния создавать для потока значение

$$\Phi_h = \frac{L_{1h} I'_E}{w_1\xi_1}\sqrt{2}, \qquad (390)$$

которое он имеет на пути главных силовых линий. В эти же мгновения и возникают значительные толчки тока. В первый раз такое состояние имеет место спустя полупериод по возникновении короткого замыкания.

Формулы для ударных токов короткого замыкания соответствуют тем формулам, которые мы получили для короткого замыкания во втором главном положении простой модели однофазного генератора в § 1а. В отличие от того случая здесь величины $\dot{I}$ означают многофазные токи, которым соответствуют синусоидальные в воздушном промежутке линейные нагрузки. Урав. (388а), например, надо понимать так: критическая волна тока расположена в тех же местах на окружности якоря, где была бы расположена в момент короткого замыкания волна установившегося тока короткого замыкания, но она имеет отрицательный знак (то-есть производит намагничивание в противоположном направлении) и больше в $2/\sigma$ раз. Или же: она расположена в том месте, где была бы расположена в момент короткого замыкания волна роторного тока и в $\frac{1}{1+\sigma_1}\,\frac{2}{\sigma}$ раз больше этой последней. Так же надо понимать урав. (388b).

У многофазных машин, симметричных с обеих сторон, уравнительный процесс не зависит от момента короткого замыкания, если следить за явлениями со стороны воздушного промежутка. Зависимость момента короткого замыкания главным образом характерна для однофазных контуров. Но и у многофазных машин от момента короткого замыкания зависит распределение импульсов тока между отдельными фазами. При желании определить мгновенные значения токов в отдельных фазах в момент максимальной волны, нам следовало бы эту волну, по величине и положению на окружности якоря определяемую урав. (388a и b), начертить вместе с обмоткою и отыскать мгновенные значения фазовых токов, создающие ту линейную нагрузку, основная волна которой соответствует $\dot{I}_{1kr}$. Худшее, что может случиться с одной фазой обмотки, это точное совпадение осей ее и критической волны тока, как это на фиг. 272 изображено для фазы II. В этом случае критический ток данной фазы также относится к амплитуде при установившемся состоянии, как относятся между собою соответственные волны тока. Следовательно, в самом неблагоприятном случае в одной фазе якорной обмотки возникает импульс тока, превосходящий в $2/\sigma$ раз амплитуду установившегося тока короткого замыкания.



Фиг. 272. Положение критической волны тока относительно фаз обмотки в одном определенном случае.

Однако, вычисление ударных токов короткого замыкания в отдельных фазах не имеет ни малейшего практического значения. Принимать в расчет нужно всегда самый неблагоприятный случай, который, или близкий к которому может произойти по меньшей мере в одной из фаз. И как раз в отношении наиболее неблагоприятного случая мы уже нашли решение на основании нашего особого расчетного метода.

Получив таким образом представление о явлениях, происходящих при бесконечно малых активных сопротивлениях, мы теперь устраним это ограничение и возвратимся к урав. (386a и b), которые учитывают затухание уравнительного процесса, обусловленное потерями в обмотках. Из них мы видим, что вместо постоянных токов в статоре и в роторе появились очень медленные переменные токи и что оба поля уже не связаны неразрывно с якорем и с ротором, а очень медленно относительно них перемещаются. К ним еще присоединяется третье поле, поле установившегося короткого замыкания, перемещающееся с точно синхронной скоростью; ему соответствуют в роторе постоянные токи, а в статоре—переменные токи номинальной частоты. По сравнению с остальными это последнее поле имеет небольшую амплитуду.

Затухание свободного вращающегося поля, связанного со статором, происходит соответственно постоянной времени

$$T_1 = \frac{1}{\rho_1} = \frac{\sigma L_1}{R_1}, \qquad (391a)$$

а затухание поля, связанного с ротором, с постоянною времени

$$T_2 = \frac{1}{\rho_2} = \frac{\sigma L_2}{R_2}. \tag{391b}$$

Обе постоянные времени у синхронных машин при известных обстоятельствах сильно разнятся между собою, особенно в том случае, когда короткое замыкание происходит не непосредственно на зажимах генератора, так что величина R_1 должна учитывать еще и внешние сопротивления.

Чтобы быстро оценить влияние затухания на первый толчок тока, мы можем показательную функцию разложить в ряд и оборвать этот ряд в первом приближении после первого члена. Тогда получается

$$\varepsilon^{-\rho_1 t} \approx 1 - \rho_1 t \quad \text{и} \quad \varepsilon^{-\rho_2 t} \approx 1 - \rho_2 t. \tag{392 a и b}$$

При частоте 50 Hz, спустя полупериод, то-есть для $t = 1/100$ sec

$$\varepsilon^{-\rho_1 t} \approx 1 - \frac{R_1}{100\,\sigma L_1} \quad \text{и} \quad \varepsilon^{-\rho_2 t} \approx 1 - \frac{R_2}{100\,\sigma L_2}, \tag{392'a и b}$$

причем R_1 и R_2 должны быть подставлены в Ω, а L_1 и L_2 в H.

Из урав. (386a) мы получаем для $\omega t = \pi$ и $\nu = 0$ критическую волну тока в якоре с учетом затухания

$$\dot{I}_{1\,\mathrm{kr}} = -\frac{\dot{I}_{ko}}{\sigma}\left[\varepsilon^{-\rho_1 t} + (1-\sigma)\,\varepsilon^{-\rho_2 t} + \sigma\right] \tag{393a}$$

или, согласно урав. (392'a и b),

$$\dot{I}_{1\,\mathrm{kr}} \approx -\frac{\dot{I}_{ko}}{\sigma}\left[2 - \frac{1}{100}\left(\frac{R_1}{\sigma L_1} + \frac{R_2}{\sigma L_2} - \frac{R_2}{L_2}\right)\right]. \tag{393b}$$

c. **Импульсы вращающего момента.** Составим сперва снова общее выражение для вращающего момента, обусловленного взаимодействием синусоидальных линейных нагрузок двух симметричных многофазных токов. Угол, образуемый обеими волнами тока $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$ на окружности якоря в рассматриваемый момент, пусть будет равен $\pi/2 + \psi$. Мы исходим, опять как и в § 1b, из урав. (185) тома I и полагаем

$$m = m_1,\ \xi_E = \frac{\pi}{2\sqrt{2}},\ \xi = \xi_1,\ w = w_1,\ \Phi = \frac{L_{1h}}{w_1 \xi_1}\sqrt{2}\,I'_2,$$

$$I = I_1,\ \cos(\dot{E}, \dot{I}) = \cos\psi.$$

Мы получаем тогда

$$M = p m_1 L_{1h} I_1 I'_2 \cos\psi. \tag{394}$$

L_{1h} означает здесь многофазную главную индуктивность в отличие от урав (362) § 1b, где под L_{1h} следовало, конечно, понимать однофазную индуктивность. Для предстоящих в дальнейшем исследований мы еще выведем урав. (394) другим путем. Для этого рассмотрим многофазный генератор, у которого баланс напряжений в первичной части определяется следующим уравнением

$$\dot{U} = -(R_1 + jX_{1\sigma})\,\dot{I}_1 - jX_{1h}\,(\dot{I}_1 + \dot{I}'_2). \tag{395a}$$

Умножив обе части по типу внутреннего произведения на I_1, мы получаем для одной фазы баланс активных мощностей.

$$UI_1 \cos\varphi = -R_1 I^2{}_1 + \omega L_{1h} I_1 I'_2 \cos\psi. \tag{395}$$

Очевидно, выражение $\omega L_{1h} I_1 I'_2 \cos\psi$ — эта мощность, передаваемая через воздушный промежуток и определяющая собою, — как у всех машин вращающегося поля, — момент вращения. Последний получается посредством умножения этой мощности на число фаз m_1 и деления ее на угловую скорость $\frac{\omega}{p}$, так как мы приходим снова к урав. (394).

Если обе линейные нагрузки находятся в движении относительно друг друга и если в момент t они образуют между собою угол $\frac{\pi}{2} + \psi = \omega t$, то мгновенное значение момента в это время равно

$$M = pm_1 L_{1h} I_1 I'_2 \sin\omega t. \tag{394'}$$

Вычислим теперь вращающий момент при уравнительном процессе, пренебрегая затуханием. Мы принимаем в расчет взаимодействие четырех волн тока, двух первичных и двух вторичных. Взаимодействие тех волн тока, которые в каждое мгновение расположены друг против друга по одной оси, не может создать вращающего момента. Зато вращающие моменты создаются, во-первых, взаимодействием между стоячею волною якоря и синхронно вращающейся волною ротора, а во-вторых, взаимодействием между вращающейся волною якоря и неподвижною в пространстве волною ротора.

Вращающий момент слагается, следовательно, из двух членов. По урав. (387a и b)

$$M = pm_1 L_{1h} \left[\left(-\frac{I_k}{\sigma}\right) \left(-\frac{I_k}{\sigma}(1+\sigma_1)\right) \sin\omega t - \right.$$
$$\left. - \frac{I_k}{\sigma} \left(\frac{I_k}{\sigma} \frac{1}{1+\sigma_2}\right) \sin\omega t \right] \tag{396a}$$

или, согласно урав. (383b) по преобразовании

$$M = pm_1 L_{1h} \frac{I'_E I_k}{\sigma} \sin\omega t. \tag{396b}$$

в моменты критических значений тока вращающий момент равен нулю. Максимум возникает в первый раз при $\omega t = \pi/2$ и равен

$$M_{kr} = pm_1 L_{1h} \frac{I'_E I_k}{\sigma}. \tag{396}$$

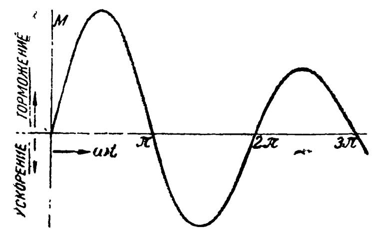
При том же возбуждении, том же номинальном токе в якоре I_N и $\cos\psi = 1$ момент в установившемся состоянии равен $pm_1 L_{1h} I'_E I_N$. Из этого сопоставления видно, что импульс вращающего момента значителен.

На фиг. 273 показано изменение вращающего момента во времени,

причем учтено также обусловленное активными сопротивлениями затухание. Вследствие затухания среднее во времени значение момента не равно нулю. Мы знаем из § 1b, что во время уравнительного процесса мощность, превращающаяся в джоулево тепло, должна компенсироваться механически. Тогда соответствующий джоулевым потерям вращающий момент

$$M_Q = \frac{m_1}{2\pi n}(R_1 I^2_1 + R'_2 R'^2_2) \tag{397}$$

должен снова содержаться в результирующем моменте, в том смысле, что остаточная часть имеет нулевое во времени среднее значение. По превращенной в джоулево тепло на протяжении всего процесса работе мы могли бы снова, как в § 1b, вычислить падение числа оборотов.



Фиг. 273. Кривая вращающего момента при внезапном коротком замыкании многофазной машины с симметричной демпферной обмоткой.

d. Короткое замыкание при одновременно выключаемом возбуждении. Рассмотрим еще вкратце уравнительный процесс в том предположении, что источник тока возбуждения отключается в момент короткого замыкания. Мы имеем примерно в виду устройство согласно фиг. 274, где и после того, как обмотка возбуждения разомкнута, у ротора еще остается симметричная обмотка в форме клетки, создающая вращающиеся волны тока.

В этом случае мы получаем несколько иные условия в момент короткого замыкания по сравнению с прежними, а именно

$$\dot{I}_{1f0} = \dot{A}_S - \frac{\dot{A}_L}{1+\sigma_1} = 0, \tag{398a}$$

$$\dot{I}'_{2f0} = -\frac{\dot{A}_S}{1+\sigma_2} + \dot{A}_L = \dot{I}'_{E0}. \tag{398b}$$

Отсюда получается

$$\dot{A}_S = \frac{1}{1+\sigma_1}\frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma}, \qquad \dot{A}_L = \frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma}, \tag{398 c и d}$$

так что по урав. (382a и b) можно написать для свободных волн тока, которые здесь в то же время представляют собою результирующие волны тока,

$$\dot{I}_{1f} = \frac{1}{1+\sigma_1}\frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma}\left[e^{-\rho_1 t} e^{j\nu t} - e^{-\rho_2 t} e^{j(\omega-\nu)t}\right] = \dot{I}_1, \tag{399a}$$

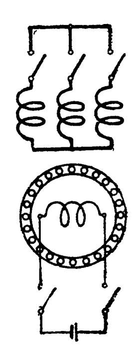
$$\dot{I}'_{2f} = \frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma}\left[(\sigma-1)e^{-\rho_1 t} e^{j(-\omega+\nu)t} + e^{-\rho_2 t} e^{-j\nu t}\right] = \dot{I}'_2. \tag{399b}$$

Пренебрегая затуханием, можно придать этим уравнениям упрощенный вид

$$\dot{I}_1 = \frac{1}{1+\sigma_1}\frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma}(1-\varepsilon^{j\omega t}), \qquad (399c)$$

$$\dot{I}'_2 = \frac{\dot{I}'_{E0}}{\sigma}[(\sigma-1)\varepsilon^{-j\omega t}+1], \qquad (399d)$$

и тогда они соответствуют урав. (387a и b) в § 2 b. Критические значения тока возникают и здесь при $\omega t = \pi$; они также велики, как в том случае, когда возбуждение выключается не в момент $t=0$, и даются урав. (388a и b). Из этого сравнения с результатами предыдущего параграфа можно видеть, что уравнительный процесс в основном таков же, как прежде. Поэтому быстродействующий регулятор, который обычно влияет на цепь возбуждения возбудителя, едва ли способен влиять на собственно уравнительный процесс, хотя бы даже он вступал в действие с бесконечно большою скоростью.


Фиг. 274. Короткое замыкание при одновременно отключаемом возбуждении.

е. Устранение установившегося короткого замыкания. Допустим, что, разомкнув выключатель, мы устраняем в момент $t=0$ сделавшееся стационарным короткое замыкание многофазной машины, симметричной с обеих сторон. Так как после этого маневра надо считать $R_1=\infty$, то для $t>0$ уже недействительны прежние значения круговых частот, поскольку эти последние предполагают малые значения активных сопротивлений или одинаковые постоянные времени у первичной и у вторичной обмоток. Но в то же время проблема сама по себе весьма упростилась; в самом деле, ротор образует тогда обыкновенную многофазную дроссельную катушку. Его свободные линейные нагрузки, если смотреть с его стороны, представляют собою волны постоянного тока, затухающие соответственно постоянной времени L_2/R_2. Мы можем, следовательно, написать для них

$$\dot{I}_{2f} = \dot{A}\varepsilon^{-\frac{R_2}{L_2}t}, \qquad (400a)$$

причем $\dot{A}$ является комплексным числом, выражающим величину и положение начального значения свободной волны тока.

Постоянная $\dot{A}$ определяется тем условием, чтобы во время уравнительного процесса не происходило скачкообразных изменений потока. Если обозначить через $\dot{I}_{E0}$ значение волны тока возбуждения в момент короткого замыкания, и через $\dot{I}_{k0}$ значение волны установившегося тока короткого замыкания, отнеся их здесь к числу роторных фаз и витков, то непосредственно перед устранением короткого замыкания статора поток создается волною тока $\dot{I}_{E0}+\dot{I}_{k0}$, между тем как по окончании уравнительного процесса (t—∞) налицо остается уже только волна тока $\dot{I}_{E0}$.

Мы получаем, следовательно,

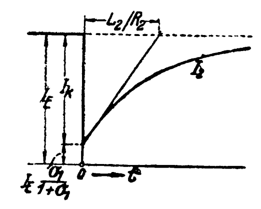
$$\dot{I}_{2f0} = \dot{A} = (\dot{I}_{E0} + \dot{I}_{k0}) - \dot{I}_{E0} \quad (400b)$$

и отсюда

$$\dot{A} = \dot{I}_{k0} = -\frac{\dot{I}_{E0}}{1+\sigma_1}, \quad (400c)$$

так что для результирующей волны роторного тока получается

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_{E0} + \dot{I}_{2f} = \dot{I}_{E0}\left[1 - \frac{\varepsilon^{-\frac{R_2}{L_2}t}}{1+\sigma_1}\right]. \quad (400)$$



Фиг. 275. Роторный ток при устранении установившегося короткого замыкания.

На фиг. 275 показано изменение величины вторичной волны тока. Мы видим, как она в соответствии с небольшой величиной главного поля понижается до небольшого значения в момент короткого замыкания, когда она становится волною намагничивающего тока. В той же мере, в какой она затем снова возрастает по экспоненциальной кривой, повышается медленно и напряжение на зажимах якоря, вновь до соответствующего холостому ходу значения.

3. Взаимодействие между симметрично-многофазными и однофазными обмоточными системами.

Под этим заголовком должны фигурировать практически важные случаи многофазно-симметричного короткого замыкания машины, не имеющей никакого затухания, и однофазного короткого замыкания машины с симметричной демпферной обмоткою. Общий ход расчета для определения комплексных круговых частот свободных токов одинаков для обеих проблем. В отличие от взаимодействия между двумя многофазно-симметричными обмоточными системами, здесь положение осложнено тем обстоятельством, что однофазная система не способна создавать вращающиеся поля или синусоидальные вращающиеся линейные нагрузки, а может создавать только переменные поля или синусоидальные переменные волны линейной нагрузки. Чтобы можно было к этим проблемам применить комплексный анализ колебаний, непосредственно применимый только к симметричным многофазным системам, мы должны здесь каждую переменную волну разложить на две перемещающиеся в противоположных направлениях вращающиеся волны [Л 78]. Самое вычисление мы здесь приводить не будем, а только рассмотрим его главнейшие результаты.

При многофазно-симметричном коротком замыкании машины без демпферной обмотки ротор представляет собою однофазную часть. В момент короткого замыкания машины, работавшей перед этим хо-

лостую, поле холостого ходе в воздушном промежутке распадается на три составляющие.

Одна из этих составляющих совершенно неподвижна относительно ротора. Величина и постоянная затухания этого, связанного с ротором, поля имеют точно такую же величину, что и у машины с многофазно-симметричною обмоткою ротора, как этого в сущности и следовало ждать, так как у этой последней машины поперечная обмотка ротора не участвует в возбуждении поля, связанного с ротором, поскольку мы пренебрегаем весьма медленным скольжением этого поля относительно ротора. Таким образом, оба случая не различаются между собою в отношении связанного с ротором поля.

Обе другие составляющие, на которые распадается поле в воздушном промежутке, принадлежат переменному току в обмотке возбуждения. Их круговые частоты по отношению к ротору приблизительно равны $\pm\omega$, следовательно, относительно статора одна составляющая вращается соответственно круговой частоте $\nu = 0$, а другая соответственно $\nu = 2\omega$. Другими словами, при многополюсном коротком замыкании машины без демпферной обмотки возникает в статорной обмотке ток приблизительно удвоенной синхронной частоты. Постоянная затухания обеих связанных друг с другом составляющих равна $\frac{R_1}{L_1}\frac{1+\sigma}{2\sigma}$.

В критический момент токи всех трех составляющих суммируются. Критическое значение тока в статоре отличается от того, которое дается урав. (393а), только тем, что первый член затухает сообразно с только что указанным значением, то-есть слабее.

Возникновение волны удвоенной частоты в статорном токе можно объяснить следующим образом. Связанное со статором поле индуцирует в обмотке возбуждения переменный ток, переменное поле которого мы можем разложить на два перемещающихся друг против друга вращающихся поля. Одно из этих вращающихся полей просто противодействует индуктирующему полю и образует вместе с ним результирующее, связанное со статором поле воздушного промежутка. Другое из двух вращающихся полей вращается относительно статора с частотою $\approx 2\omega$ и индуктирует в статорной обмотке трехфазный ток соответственной частоты.

П р и о д н о ф а з н о м и д в у х п о л ю с н о м к о р о т к о м з а м ы к а н и и м а ш и н ы, о б л а д а ю щ е й п о л н ы м з а т у х а н и е м, ротор и статор по сравнению с только что исследуемым случаем меняются своими ролями, поскольку мы рассматриваем свободное колебание само по себе.

Ток в обмотке возбуждения слагается из постоянного тока, тока ординарной синхронной — и тока удвоенной синхронной частоты. Та составляющая тока в обмотке возбуждения, которая относительно ротора вращается с ординарной синхронной частотой, индуктируется полем, связанным со статором, и, отсутствует, когда короткое замыкание происходит в первом главном положении. Ток в статорной обмотке представляет собой наложение постоянного тока на переменный ток синхронной частоты.

Критические значения тока, возникающие при коротком замыкании в наиболее неблагоприятный момент (второе главное положение), даются

следующими уравнениями, если пренебречь активными сопротивлениями

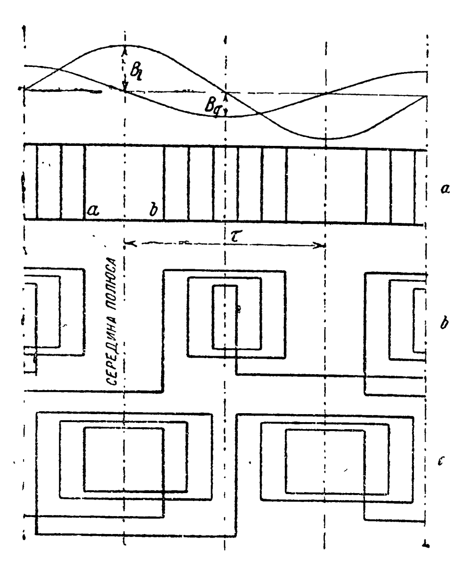
$$i_{1\,\mathrm{kr}} = 2\frac{1}{\sigma}\frac{L_{21}}{L_1}\,i_E, \tag{401a}$$

$$i_{2\,\mathrm{kr}} = \left(\frac{2}{\sigma} - 1\right) i_E. \tag{401b}$$

Для индуктивностей и общих коэфициентов рассеяния следует подставлять значения, соответствующие отдельным видам короткого замыкания (они сгруппированы на стр. 353—354). Затухание при однофазном и двухполюсном коротком замыкании несколько слабее, чем при трехфазном.

4. Более точный учет асимметрии роторной обмоточной системы.

а. Схема устройства. В § 2, рассматривая симметричную с обеих сторон многофазную машину, мы учли влияние демпферной обмотки тем, что согласно фиг. 269 предположили, будто по поперечной оси ротора расположена обмотка, являющаяся точною копией обмотки возбуждения, но не обтекаемая постоянным током возбуждения, и тогда вся индукторная обмотка приняла характер симметричной двухфазной обмотки. Этот прием, почти всегда применяемый для исследований в этой области, расчистил нам путь к сравнительно простому математическому исследованию уравнительных процессов. Но, с другой стороны, нельзя закрывать глаза на то, что действие демпферной обмотки в ее практическом исполнении не в полной мере соответствует этому допущению. На основании осциллограмм внезапного короткого замыкания можно констатировать, что в большинстве случаев критические значения тока у турбогенератора в якоре больше, а в обмотке возбуждения меньше, нежели получающиеся по выведенным выше формулам.

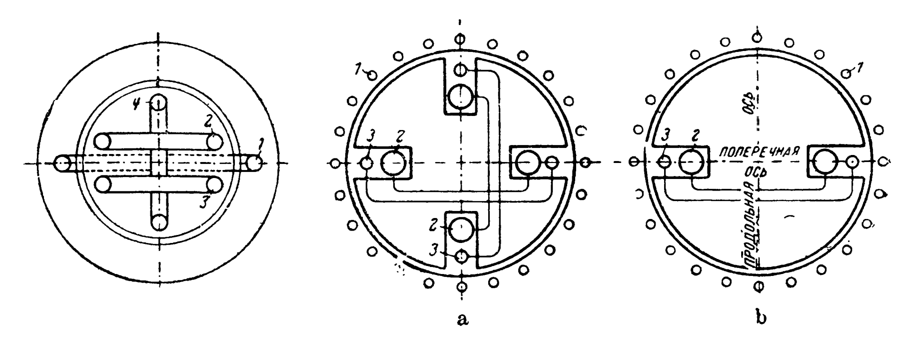


Фиг. 276а — с. Замена несовершенной клеткообразной обмотки продольною и поперечною обмоткой.

Рассмотрим ротор турбогенератора в поперечном разрезе (например, представленный на фиг. 104). Обычно демпферная обмотка уложена в те же пазы, что и обмотка возбуждения, находясь над нею (фиг. 419). Мы видим, что в этом случае демпферная обмотка скорее является продольною, нежели поперечною обмоткой. Еще яснее это становится при рассмотрении фиг. 276а, где демпферная клетка представлена в развернутом виде. Воздействие вращающегося поля на эту н е с о в е р ш е н н у ю клеткообразную обмотку, как мы будем ее называть,

проще всего представить себе, если разложить по известному нам способу вращающееся поле на два стоячие переменные поля одинаковой амплитуды, смещенные между собою по фазе во времени и в пространстве на четверть периода.

Рассматривая отдельно поперечный поток, мы можем, не искажая физических процессов, удалить короткозамыкающие кольца с обеих сторон и соединить последовательно стержни клетки согласно фиг. 276b. Соответственно на продольный поток действительно существующая обмотка реагирует так, как если бы стержни были соединены согласно фиг. 276c (Л 95). Но тем самым мы мысленно заменили несовершенную клеткообразную обмотку нормальной конструкции двумя отдельными



Фиг. 277. Схема обмоток.

Фиг. 278a и b. Положенные в основу расчета обмотки.

короткозамкнутыми обмотками, перпендикулярными друг к другу у двухполюсных машин. Как известно, такие обмотки сообща реагируют на машину так же, как действительно существующее устройство. Хотя эти обе обмотки состоят из одних и тех же последовательно соединенных стержней, они отнюдь не равноценны друг другу, так как обмоточный коэфициент у продольной обмотки гораздо больше, чем у поперечной. Если бы мы этому исследованию подвергли машину с явно выраженными полюсами, то оказалось бы, что, вследствие размещения прутьев клетки в полюсных наконечниках, больший обмоточный коэфициент имеет поперечная обмотка, т. е. что она активнее продольной. Но в виду того большого значения, которое уравнительные процессы имеют как раз для быстроходных машин, мы не будем останавливаться на особенностях машины с явно выраженными полюсами.

Итак, рассматривая все обмотки, мы приходим к схеме фиг. 277. *1* изображает статорную обмотку, *2* — обмотку возбуждения, *3* — продольную демпферную обмотку, *4* — поперечную демпферную обмотку. Математическое исследование здесь весьма осложнено асимметрией ротора. Рейзер (Reiser, [Л 83]) показал, искусно упростив самую постановку проблемы, что можно гораздо более коротким путем тоже притти к практически пригодным результатам. Упрощение это заключается в том, что, принимая точно в расчет продольную демпферную обмотку, мы вместо поперечной обмотки предполагаем по поперечной оси наличие точной копии обмоточной системы продольной оси. При этом упрощении поперечная обмотка оказывается более активной,

нежели она есть в действительности. На фиг. 278a показана эта схема; из тех двух обмоток, которые производят намагничивание по продольной оси, *2* изображает обмотку возбуждения и *3* — продольную демпферную обмотку, а перпендикулярно к ним расположенные обмотки *2* и *3* заменяют демпферную поперечную обмотку. Различные сечения отдельных обмоток служат выражением того обстоятельства, что у них различные веса меди. В тех двух скопированных обмотках, которые производят намагничивание по поперечной оси, не следует, разумеется, предполагать наличие постоянного тока. Демпферная продольная обмотка отличается тем, что по сравнению с обмоткой возбуждения она, вследствие особого положения своих проводников, обладает очень небольшим рассеянием.

Путем специального исследования, при котором предполагается отсутствие обмотки по поперечной оси, т. е. поперечная обмотка считается слишком слабою, Рейзер показал, что указанный способ вычисления обоснован прочно.

b. Случай, когда активные сопротивления не приняты во внимание. Если пренебречь наличием активных сопротивлений, то для определения одних только критических значений тока вовсе нет надобности считаться с обмоточной системою по поперечной оси, так как она в этом случае не оказывает никакого влияния. В самом деле, критические значения тока возникают всегда при том положении ротора, при котором статорная обмотка и роторные продольные обмотки расположены по одной оси. Тогда поперечная обмотка перпендикулярна к статорной и электромагнитно с ней не связана. Отсюда получается упрощенная схема фиг. 278b. Формально в этом случае расчет одинаков для однофазного, двухполюсного и многополюсного короткого замыкания, различие проявляется только в том, что некоторые индуктивности имеют в этих случаях различный смысл. При учете же активных сопротивлений ход расчета для однофазного и для многополюсного симметричного короткого замыкания принципиально различен. Рейзер выполнил исследование с учетом активных сопротивлений только для многополюсного короткого замыкания.

В нижеследующем мы приведем важнейшие результаты исследований Рейзера и прежде всего изложим соотношения, получающиеся без учета активных сопротивлений.

Рассматривая фиг. 278 b, которую мы кладем в основу исследования, мы видим, что отличие от случая, рассмотренного в § 2, заключается в наличии двух расположенных по одной оси роторных обмоток. Обмотка возбуждения имеет большую постоянную времени, но и большое рассеяние; демпферная обмотка, в соответствии с малым весом меди, имеет малую постоянную времени, но и малое рассеяние. Впрочем, если мы пренебрегаем активными сопротивлениями, то пока устраняется надобность пользоваться постоянными времени, как критерием, так что характерное различие может тут проявиться только в различных по величине рассеяниях.

Мы определяем критические значения тока в наиболее неблагоприятном случае, то-есть, применяя прежний способ выражения, при коротком замыкании во втором главном положении. Нам надо, как и прежде, выразить в виде формул то положение, что все обмотки

сохраняют значения своих потоков после того, как ротор повернулся на одно полюсное деление. Тогда:

$$(1+\sigma_1)L_{1h}\,i_{1\,\mathrm{kr}} - L_{21}\,i_{2\mathrm{kr}} - L_{31}i_{3\,\mathrm{kr}} = L_{21}j_E, \tag{402a}$$

$$(1+\sigma_2)L_{2h}\,i_{2\,\mathrm{kr}} - L_{12}\,i_{1\,\mathrm{kr}} + L_{32}i_{3\,\mathrm{kr}} = (1+\sigma_2)L_{2h}\,i_E, \tag{402b}$$

$$(1+\sigma_3)L_{3h}\,i_{3\,\mathrm{kr}} - L_{13}\,i_{1\,\mathrm{kr}} + L_{23}i_{2\,\mathrm{kr}} = L_{23}i_E. \tag{402c}$$

Эти уравнения действительны как при однофазном, так и при многополюсном коротком замыкании. При многополюсном коротком замыкании мы рассматриваем ту фазу обмотки, ось которой в момент короткого замыкания имеет общее направление с продольной осью ротора. Чтобы учесть влияние других фаз, мы увеличиваем в $m_1/2$ раза главную индуктивность статорной обмотки L_{1h} и взаимные индуктивности L_{12} и L_{13}.

Решить эту систему уравнений легко при помощи определителей. Получается

$$i_{1\,\mathrm{kr}} = 2\frac{L_{21}}{(1+\sigma_1)L_{1h}}\frac{1}{\sigma_e}\,i_E, \tag{403a}$$

$$i_{2\,\mathrm{kr}} = \left(1 + 2\,\frac{1-\sigma_e}{\sigma_e}\,\frac{\sigma_3-\sigma_g}{\sigma_2+\sigma_3-2\sigma_g}\right)i_E, \tag{403b}$$

$$i_{3\,\mathrm{kr}} = 2\,\frac{w_2\xi_2}{w_3\xi_3}\,\frac{1-\sigma_e}{\sigma_e}\,\frac{\sigma_2-\sigma_g}{\sigma_2+\sigma_3-2\sigma_g}\,i_E. \tag{403c}$$

Свободный ток в обмотке возбуждения равен в критический момент

$$i_{2f\,\mathrm{kr}} = 2\frac{1-\sigma_e}{\sigma_e}\,\frac{\sigma_3-\sigma_g}{\sigma_2+\sigma_3-2\sigma_g}\,i_E, \tag{403d}$$

где σ_g дается урав. (407с), а

$$\sigma_e = 1 - \frac{\sigma_2+\sigma_3-2\sigma_g}{(1+\sigma_1)(\sigma_2+\sigma_3+\sigma_2\sigma_3-2\sigma_g+\sigma_g^2)} \tag{403e}$$

представляет собою характеристичную величину, которую мы можем назвать обобщенным коэфициентом общего рассеяния. Если демпферная обмотка отсутствует, то σ_e должен быть тождественно обычному коэфициенту общего рассеяния σ. Если положить $\sigma_3=\infty$, чтобы получить этот особый случай, то по урав. (403е) σ_e действительно переходит в σ и выражения для критических значений тока становятся такими же, как в § 2.

Урав. (403а — е) относятся как к m_1 — полюсному короткому замыканию, так и к однофазному короткому замыканию. Получается для трехфазных машин

при трехполюсном коротком замыкании

$$L_{1h} = \frac{3}{2}\,\frac{w_1^2\xi_1^2}{p}\,G_h, \qquad L_{12} = \frac{3}{2}L_{21} = \frac{3}{2}\,\frac{w_1\xi_1 w_2\xi_2}{p}\,G_h \tag{404a и b}$$

$$\sigma_1 = \frac{4}{3\xi_1^2 G_h}\left[\frac{G_{N_1}+G_{K_1}}{q_1} + G_{S_1}\right]; \tag{404c}$$

при двухполюсном коротком замыкании

$$L_{1h} = 3 \frac{w_1^2 \xi_1^2}{p} G_h, \quad L_{12} = L_{21} = \sqrt{3} \frac{w_1 \xi_1 w_2 \xi_2}{p} G_h \qquad (405a \text{ и } b)$$

$$\sigma_1 = \frac{4}{3\xi_1^2 G_h} \left[\frac{G_{N_1} + G_{K_1}}{q_1} + G_{S_1} \right]; \qquad (405c)$$

при однофазном коротком замыкании

$$L_{1h} = \frac{w_1^2 \xi_1^2}{p} G_h, \quad L_{12} = L_{21} = \frac{w_1 \xi_1 w_2 \xi_2}{p} G_h, \qquad (406a \text{ и } b)$$

$$\sigma_1 = \frac{2}{\xi_1^2 G_h} \left[\frac{G_{N_1} + G_{K_1}}{q_1} + G_{S_1} \right]; \qquad (406c)$$

далее для всех трех случаев

$$\sigma_2 = \frac{2}{\xi_2^2 G_h} \left[\frac{G_{N_2} + G_{K_2}}{q_2} + G_{S_2} \right], \qquad (407a)$$

$$\sigma_3 = \frac{2}{\xi_3^2 G_h} \left[\frac{G_{N_3} + G_{K_3}}{q_3} + G_{S_3} \right], \qquad (407b)$$

$$\sigma_g = \frac{2}{\xi_2 \xi_3 G_h} \left[\frac{G_{N_g} + G_{K_2}}{q_g} + G_{S_g} \right], \qquad (407c)$$

$$G_h = \frac{4}{\pi^2} \Pi_0 \frac{\tau l_i}{\delta'} . \qquad (407d)$$

G_h — здесь магнитная проводимость пути главных силовых линий для машины со слабою магнитной нагруженностью железа, G_N и G_K — магнитные проводимости рассеяния впадины и головки зубца, G_S —магнитная проводимость рассеяния лобовых соединений, q — число обмотанных впадин на полюс и фазу, ξ — обмоточный коэфициент одной фазы. Индексы 1, 2, 3 относятся к якорю, обмотке возбуждения и демпферной обмотке. G_{N_g} и G_{S_g} — магнитные проводимости взаимного рассеяния впадин и лобовых соединений у обмотки возбуждения и демпферной обмотки. G_{N_g} определяется по магнитной энергии согласно урав. (57b) тома 1. G_{S_g} следовало бы определить подобным же путем, если бы было точно известно поле лобового рассеяния; для практических расчетов можно величиной G_{S_g} пренебрегать.

Обобщенный коэфициент рассеяния σ_e в практических случаях всегда гораздо меньше обычного коэфициента рассеяния σ; расхождение между ними тем значительнее, чем меньше σ_3 по сравнению с σ_2. Отсюда следует сделать по урав. (403a) тот вывод, что вследствие присоединения демпферной продольной обмотки импульс статорного тока значительно повышается. В отношении тока в обмотке возбуждения положение создается обратное. Более точное исследование относительной величины коэфициентов рассеяния σ_2, σ_3 и σ_g показывает, что при практических конструкциях σ_g не на много отличается от σ_3, σ_g может оказаться

и больше σ_3 и вследствие влияния лобового рассеяния меньше σ_3. Зато σ_2 всегда гораздо больше, чем σ_g и σ_3. Из урав. (403b) легко видеть, что под влиянием продольной демпферной обмотки критический ток обмотки возбуждения $i_{2\,kr}$ сильно уменьшается по сравнению с током в не имеющей затухания машине. В том возможном случае, когда σ_g равно σ_3, свободный ток обмотки возбуждения равен нулю, как это видно из урав. (403d). Тогда обмотка возбуждения вообще не участвует в уравнительном процессе. Обобщенный коэфициент общего рассеяния σ_e должен тогда перейти в обычный коэфициент общего рассеяния Блонделя между статором и продольной демпферной обмоткой

$$\sigma_{13} = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_3)}, \qquad (408)$$

что подтверждается подстановкою $\sigma_g = \sigma_3$ в урав. (403e). Равным образом, когда $\sigma_3 - \sigma_g$ равно не в точности нулю, как это бывает обычно, разность эта все же всегда очень мала. Тогда можно, не совершая большой ошибки, считать обмотку возбуждения лишенною колебаний и при вычислении критических значений тока пользоваться в урав. (403 a и c) для σ_e упрощенным значением σ_{13} по урав. (408).

Таким образом мы выяснили, почему при вычислении статорного ударного тока короткого замыкания получаются слишком низкие значения, когда действие демпферной обмотки не учтено надлежащим образом. Но удовольствоваться полученными пока результатами мы еще не можем, ибо при учете активных сопротивлений получаются весьма своеобразные явления затухания, которые отчасти отражаются на этих результатах весьма существенным образом.

с. Влияние активных сопротивлений. Принимая в расчет активные сопротивления, мы должны исходить из тех уравнений напряжений, которые действительны для отдельных обмоток. При этом мы можем считать как обмотку возбуждения, так и продольную демпферную обмотку с ее эквивалентными обмотками по поперечной оси (фиг. 278a) симметричной многофазной обмоткой. При трехполюсном коротком замыкании, рассмотрением которого мы здесь ограничиваемся, статорная обмотка тоже является многофазной. Так как мы, таким образом, имеем дело только с симметричными многофазными обмотками, то можем легко и с большим удобством написать уравнения напряжений, являющиеся диференциальными уравнениями в уже проинтегрированной комплексной форме, как мы это делали в § 2a. Они имеют следующий вид:

$$j\dot{\mu}(1+\sigma_1)L_{1h}\dot{I}_1 + j\dot{\mu}L_{21}\dot{I}_2 + j\dot{\mu}L_{31}\dot{I}_3 + R_1\dot{I}_1 = 0, \qquad (409a)$$

$$j\dot{\mu}_L(1+\sigma_2)L_{2h}\dot{I}_2 + i\dot{\mu}_L L_{12}\dot{I}_1 + i\dot{\mu}_L L_{32}\dot{I}_3 + R_2\dot{I}_2 = 0, \qquad (409b)$$

$$i\dot{\mu}_L(1+\sigma_3)L_{3h}\dot{I}_3 + i\dot{\mu}_L L_{13}\dot{I}_1 + i\dot{\mu}_L L_{23}\dot{I}_2 + R_3\dot{I}_3 = 0. \qquad (409c)$$

При этом $\dot{\mu}$ означает еще неизвестную нам комплексную круговую частоту возможного вращающегося поля по отношению к статору и $\dot{\mu}_L$ — комплексную круговую частоту того же вращающегося поля

по отношению к ротору. Между обеими круговыми частотами $\dot{\mu}$ и $\dot{\mu}_L$ должно, следовательно, существовать соотношение

$$\dot{\mu}_L = \dot{\mu} - \omega. \qquad (409d)$$

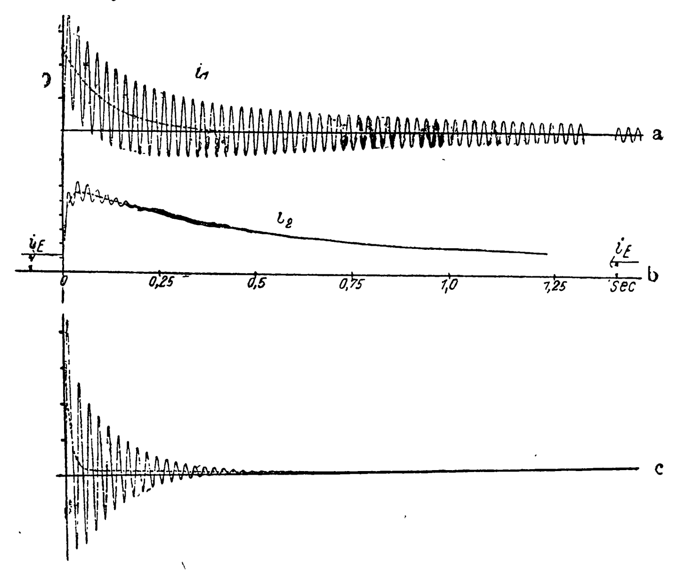
Исключив из урав. 409а — с токи, мы получаем вместе с урав. (409d) уравнение третьей степени для определения комплексных круговых частот $\dot{\mu}$. Это уравнение дает нам три значения для $\dot{\mu}$ и $\dot{\mu}_L$. Из этого надо сделать тот вывод, что при любом уравнительном процессе в нашей машине могут возникнуть максимально три различных вращающихся поля. Решение уравнения третьей степени найдено было путем одного упрощения, имевшего следствием то, что весьма малая скорость свободных вращающихся полей относительно якорной и роторной обмоток не получила выражения. Но обусловленная этим ошибка настолько мала, что не имеет существенного влияния на уравнительный процесс и еще меньше влияет на критические значения тока. Один из трех корней указывает нам, что может существовать вращающееся поле, связанное со статором и постепенно затухающее по экспоненциальному закону. Оба других корня относятся к двум вращающимся полям, находящимся относительно ротора в покое. Из этих двух связанных с ротором полей одно убывает очень быстро, а другое, наоборот, очень медленно.

Если комплексные круговые частоты известны, то остается только ввести начальные условия, чтобы определить уравнительный процесс при внезапном коротком замыкании. Здесь мы не станем приводить уравнений для изменения уравнительного процесса во времени, так как они настолько сложны, что из них непосредственно не явствует самое главное, а именно условия затухания. На фиг. 279а — с представлен для определенного числового примера этот процесс, который мы теперь опишем.

По сравнению с тем случаем, когда мы пренебрегаем активными сопротивлениями, условия в отношении связанного со статором поля изменяются лишь постольку, поскольку это поле медленно убывает, ибо в первом случае оно, разумеется, остается без изменения. Из обеих роторных обмоток чуть ли не одна только демпферная обмотка реагирует на поле, держащееся на статоре, обмотка же возбуждения остается почти свободной от колебаний. На фиг. 279 это явление обнаруживается в том, что колебания демпферной обмотки очень велики, тогда как у обмотки возбуждения они, напротив, очень малы.

Рассмотрим теперь оба поля, связанные с ротором. Если смотреть со стороны ротора, то соответствующие этим полям токи являются, разумеется, постоянными токами. Так как связанные с ротором поля находятся относительно него в покое, то они сохраняют то направление, какое они имели в момент короткого замыкания. Следовательно, они сцеплены т о л ь к о с обеими п р о д о л ь н ы м и о б м о т к а м и ротора и поэтому возбуждаются только токами в продольных обмотках. Отсюда мы видим, что обе поперечные обмотки ротора не обтекаются постоянными токами. Свободные постоянные токи, на которые налагаются переменные колебания, тоже представлены на фиг. 279. Мы видим

отсюда, что постоянный ток обмотки возбуждения (фиг. 279b), при учете активных сопротивлений, в первое время после короткого замыкания возрастает до довольно высокого значения, между тем как, если бы пренебречь активными сопротивлениями, он сохранил бы значение, присущее ему в момент короткого замыкания. Наоборот, постоянный ток в продольной демпферной обмотке (фиг. 276c) на протяжении того же времени очень быстро убывает. После этого почти внезапного изменения оба тока убывают весьма постепенно.



Фиг. 279a — c. Трехполюсное короткое замыкание машины согласно фиг. 278a. a) статорный ток, b) ток в обмотке возбуждения, c) ток в демпферной продольной обмотке.

Своеобразное изменение роторных постоянных токов можно объяснить следующим образом. Мы нашли выше, что продольная демпферная обмотка, вследствие своего относительно небольшого рассеяния, принимает на себя наибольшую часть полного тока ротора. В момент короткого замыкания эти соотношения правильны даже при учете активных сопротивлений. Следовательно, непосредственно после короткого замыкания из обеих роторных обмоток участвует в возбуждении связанных с ротором полей почти исключительно продольная демпферная обмотка. Но так как у нее постоянная времени мала, то она уступает большую часть своего, обусловленного постоянным током, полного тока значительно более сильной обмотке возбуждения, так что по истечении очень короткого переходного времени обусловленный постоянным током полный ток продольной демпферной обмотки имеет очень небольшое значение. После этого переходного периода машина в отношении связанных с ротором полей ведет себя приблизительно так, как если бы демпферная обмотка у нее вообще отсутствовала. Что касается критических роторных токов, то из фиг. 279b и c мы видим, что ударный ток в обмотке возбуждения должен быть больше, а ударный ток в про-

дольной демпферной обмотке меньше, чем по урав. (403b и с). Скорость, с которой совершается этот переход постоянного тока к обмотке возбуждения, зависит преимущественно от активного сопротивления продольной демпферной обмотки. В практических случаях он уже в большей части оказывался законченным в критический момент.

С переходом постоянного тока к обмотке возбуждения связано еще значительное падение общего полного тока ротора, а значит косвенно и полного тока статора, как это вытекает из графического решения задачи. Вследствие этого критическое значение тока в статорной обмотке значительно меньше, чем по урав. (403a). Чтобы получить приближенную формулу для критического статорного тока, которая бы учитывала это почти внезапное падение полных токов в первое время после короткого замыкания, примем следующий ход рассуждений.

Если в урав. (388a), действительном для критического статорного тока машины без демпферной клетки, заменить коэфициент 2 через сумму двух равных членов, то легко показать, что при трехполюсном коротком замыкании один член относится к связанному со статором, а другой — к связанному с ротором полю. Доля участия одного из обоих полей в образовании критического статорного тока равна

$$i'_{1kr} = \frac{L_{21}}{(1+\sigma_1)\,L_{1h}}\,\frac{1}{\sigma}\,I_E\,. \tag{410a}$$

Это уравнение действительно в том случае, когда статорная и роторная обмотки представляют собою каждая только одну многофазную обмотку.

Но, как мы видели, в отношении связанного со статором поля мы можем в нашем случае считать обмотку возбуждения отсутствующей, а в отношении общего связанного с ротором поля демпферная обмотка после перехода постоянного тока к обмотке возбуждения почти лишена тока. Так как в критический момент этот переход уже в большей части совершился, то мы можем, следовательно, при определении критического статорного тока для связанного с ротором поля приближенно считать, что демпферная обмотка отсутствует. Отсюда видно, что как для связанного со статором, так и для общего, связанного с ротором поля должно быть действительно урав. (410a), потому что для того и для другого мы можем считаться лишь с одной роторной обмоткой. Но в одном случае мы должны для σ подставить общий коэфициент рассеяния статорной и демпферной продольной обмоток, а в другом — общий коэфициент рассеяния статорной обмотки и обмотки возбуждения. Приближенное уравнение для критического статорного тока имеет тогда вид:

$$i_{1kr} = \frac{L_{21}}{(1+\sigma_1)\,L_{1h}}\left(\frac{1}{\sigma_{12}}+\frac{1}{\sigma_{13}}\right)\dot{I}_E\,, \tag{410b}$$

причем

$$\sigma_{12} = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)\,(1+\sigma_2)} \tag{410c}$$

$$\sigma_{13} = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)\,(1+\sigma_3)} \tag{410d}$$

Постепенное уменьшение полных токов мы могли бы учесть посредством коэфициента несколько меньшего, чем 1. Но так как урав.

(410b) и без того уже дает несколько преуменьшенный результат, то мы, очевидно, будем ближе к действительным значениям, если от этого откажемся.

Обеим роторным обмоткам грозит гораздо меньшая опасность, нежели статорной, а поэтому мы не станем определять для них критические значения токов.

Для упрощения расчета при учете активных сопротивлений мы заменили поперечную обмотку демпферной клетки слишком сильною парою обмоток. Теперь возникает вопрос, действительно ли получившиеся при этом значения для критических токов в достаточной степени соответствуют тем, которые возникают в снабженной клеткою машине. Для решения этого вопроса произведено было еще вычисление критических значений тока для того случая, когда ротор вообще не имеет поперечной обмотки, а снабжен только двумя продольными. В отличие от первого предельного случая здесь таким образом поперечная обмотка якоря предположена слишком слабою. В этом случае одноосная магнитная система может создавать только переменные поля, что затрудняет математическое исследование. Дрейфус (Dreyfus, [Л 78]) показал применительно к одному простому случаю, что и здесь представляет удобства комплексный анализ. Вычисление Рейзера, довольно кропотливое, восполняет собою исследования Дрейфуса. При этом найдено было, что критические значения тока вследствие меньшей постоянной затухания связанного со статором поля лишь на очень немного превышают те значения, которые получаются в первом случае, при паре обмоток, расположенной по поперечной оси. Таким образом мы довольно точно знаем критические значения тока у машины с демпферной клеткою, так как они должны заключаться между значениями этих двух предельных случаев, причем правильнее будет основывать расчет на формулах, действительных в первом случае, когда по поперечной оси расположена пара обмоток, как это очевидно из следующих рассуждений.

Рассмотрим отдельно еще раз во втором предельном случае, без поперечной обмотки на роторе, связанное со статором поле. На это поле обе роторные обмотки, вследствие совпадения своих осей, могут, разумеется, реагировать только переменным полем. Если мы это переменное поле разложим на два друг против друга вращающихся поля половинной амплитуды, то относительно статора одно из этих двух составляющих полей неподвижно, а другое перемещается с удвоенной синхронной скоростью. Следовательно, при одноосной роторной обмотке в статорной обмотке возникает ток двойной частоты.

Между тем на снятых у турбогенераторов с демпферной клеткой осциллограммах такой ток не обнаружился. Из этого приходится заключить, что уравнительный процесс у этих машин ближе к первому случаю (пара обмоток по поперечной оси), чем ко второму.

Эту большую близость к первому предельному случаю легко объяснить. В самом деле, если бы мы заменили поперечную обмотку клетки только такою обмоткою, которая является копией продольной демпферной обмотки, то тем самым просто превратили бы асимметричную клетку в симметричную многофазную обмотку. Легко видеть, что одно только это допущение не имело бы существенного влияния на уравнительные процессы. Следовательно, остается еще только показать,

что и допущение наличия второй поперечной обмотки, являющейся копией обмотки возбуждения, не на много изменяет уравнительные процессы. Но мы знаем, что в отношении связанного со статором поля обмотка возбуждения со своей добавочной обмоткой по поперечной оси почти не обтекается током и что оба связанных с ротором поля сцеплены только с продольными обмотками ротора. Следовательно, предполагаемая по поперечной оси обмотка возбуждения почти не обтекается током и отсюда ясно, что допущение ее наличия не может повлечь за собой значительной ошибки.

В таблице 17 представлена для различных видов короткого замыкания сводка критических значений токов у машины, которую исследовал Рейзер [Л 83], с кажущейся мощностью 7000 kVA и частотой 40 Hz. При этом за 100 приняты критические значения токов при трехполюсном коротком замыкании без учета активных сопротивлений.

Таблица 17.

Сопоставление критических значений тока у турбогенератора с кажущейся мощностью 7000 kVA в различных случаях.

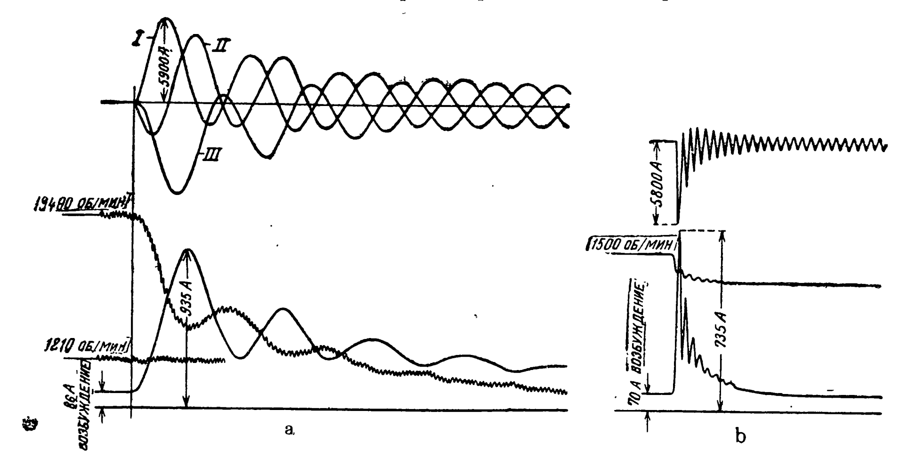
	Без учета активных сопротивлений		С учетом активных сопротивлений	
	без клетки	с клеткой	без клетки	с клеткой
Трехполюсное короткое замыкание	$i_{1kr} = 100$ $i_{2kr} = 100$	$i_{1kr} = 160$ $i_{2kr} = 29$	$i_{1kr} = 97$ $i_{2kr} = 97$	$i_{1kr} = 134$ $i_{2kr} = 47$
Однофазное короткое замыкание	$i_{1kr} = 120$ $i_{2kr} = 82$	$i_{3kr} \frac{w_3}{w_2} \frac{\xi_3}{\xi_2} = 137$ $i_{1kr} = 171$ $i_{2kr} = 24$ $i_{3kr} \frac{w_3}{w_2} \frac{\xi_3}{\xi_2} = 98$		$i_{3kr} \frac{w_3}{w_2} \frac{\xi_3}{\xi_2} = 92$
Двухполюсное короткое замыкание	$i_{1kr} = 86$ $i_{2kr} = 100$	$i_{1kr} = 138$ $i_{2kr} = 29$ $i_{3kr} \frac{w_3}{w_2} \frac{\xi_3}{\xi_2} = 137$		

5. Осциллограммы внезапного короткого замыкания.

Чтобы восполнить наши теоретические исследования мы приводим в заключение несколько характерных осциллограмм, уравнительных процессов. Фиг. 280—282 взяты из статьи Рикли (Rikli, [Л 84]), остальные — из посвященной уравнительным процессам книги Бирманса (Biermanns [Л 72]).

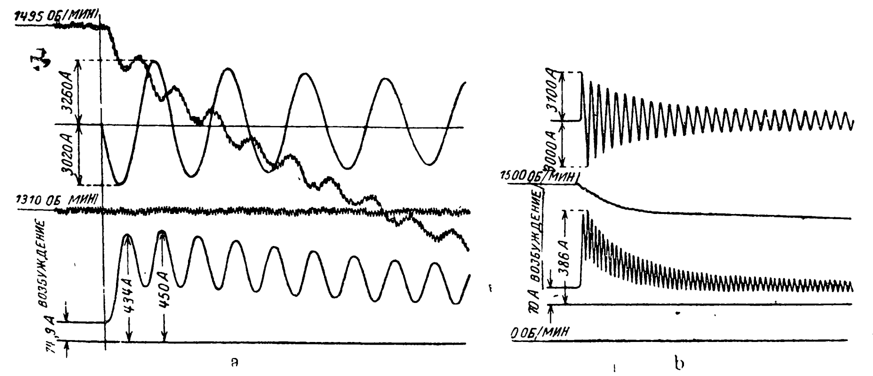
На фиг. 280а представлено симметричное трехполюсное короткое замыкание двухполюсного турбогенератора, мощностью 2500 kW при

600 V и 50 Hz. Машина снабжена демпферной обмоткою. Осциллограмма снята при 25 Hz; короткое замыкание произошло в тот момент, когда обмотка возбуждения приблизительно находилась против фазы III. Если бы она находилась как раз перед нею, то критические значения



Фиг. 280а и b. Статорный ток, рсторный ток и число оборотов при трехполюсном коротком замыкании турбогенератора 2500 kW.

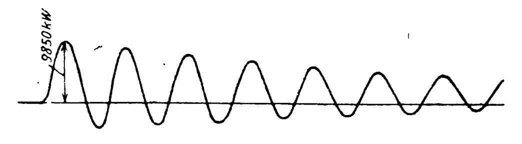
в фазе III и в обмотке возбуждения возникли бы совершенно одновременно. Член постоянного тока в статоре, как равно и член переменного тока в роторе, а значит и связанное со статором поле подвер-



Фиг. 281а и b. Условия — как на фиг. 280 а и b, но при двухполюсном коротком замыкании, первое главное положение.

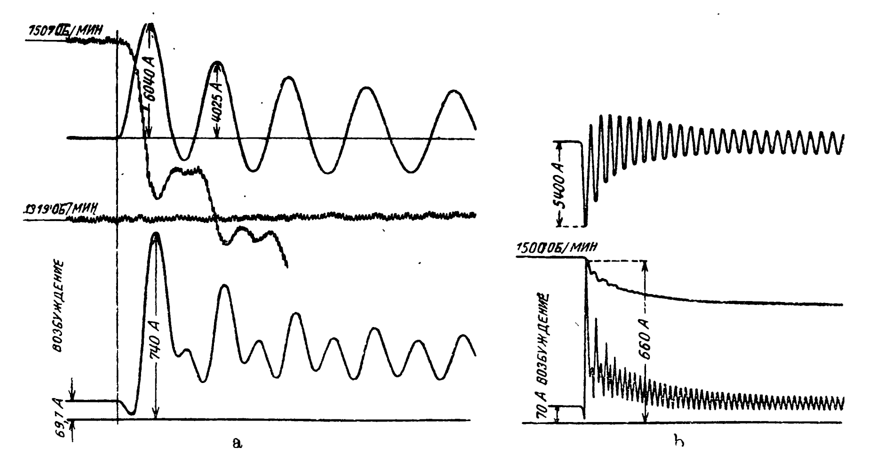
глись затуханию уже спустя приблизительно 4 периода, между тем как член постоянного тока в роторе и член переменного тока в статоре, а значит и связанное с ротором поле убывают гораздо медленнее. Это объясняется тем, что постоянная времени у ротора гораздо больше, чем у статора, как это характерно почти для всех больших машин. Кроме токов, снято изменение во времени числа оборотов (начиная от 1490 *об/мин.*) при помощи особого устройства. Первичный двигатель

был отключен в момент короткого замыкания, так что произошло замедление, обусловленное почти исключительно вращающимися массами, а поэтому по кривой числа оборотов путем диференцирования можно найти изменение момента вращения. Мы сразу видим, что здесь получается затухающее синусоидальное колебание, которое соответствует фиг. 273 в § 2с. На фиг. 280b тот же процесс показан на протяжении большего времени, причем однако снят был только ток одной фазы статорной обмотки.



Фиг. 281c. Мощность торможения, найденная по числу оборотов на фиг. 281a.

На фиг. 281a и b представлено двухполюсное короткое замыкание той же машины в наиболее благоприятном случае (первое главное положение), когда в статоре, как известно, не возникает члена постоянного тока. В роторном токе обнаруживается ясно высшая гармоника двойной частоты, которая сохраняется также при установившемся коротком замыкании. На фиг. 281c представлено в увеличенном масштабе абсцисс найденное по числу оборотов путем диференцирования изменение мощности торможения. Вращающий момент, получающийся как частное от деления мощности торможения на угловую скорость, изменяется при-



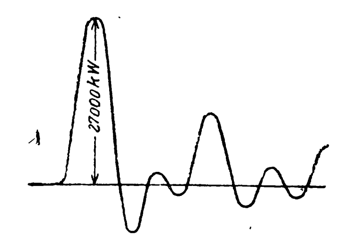
Фиг. 282a и b. Условия — как на фиг. 281 a и b, но при втором главном положении.

близительно по затухающей синусоиде с двойной номинальной частотою.

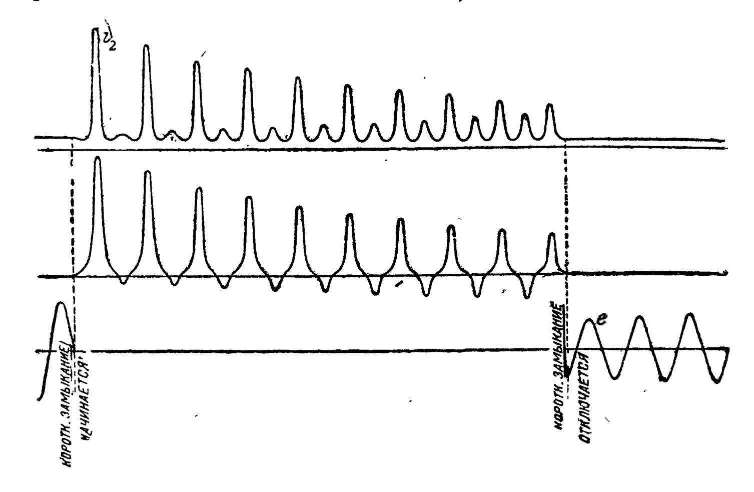
На фиг. 282a и b показан уравнительный процесс для того же короткого замыкания в статоре, происшедшего, однако, при самом неблагоприятном положении ротора (второе главное положение). Поэтому в статорном токе имеет место составляющая постоянного тока. Пока эту последнюю еще можно заметить, форма кривой роторного тока резко отклоняется от обыкновенной синусоиды с двойной частотою вращения. На фиг. 282c снова представлено найденное по числу обо-

роторов изменение мощности торможения, а значит и вращающего момента. Это изменение уже весьма напоминает представленную на фиг. 268 кривую, которая изображает найденное путем вычисления изменение вращающего момента при однофазном коротком замыкании машины, вовсе не имеющей затухания.

Если сравнить фиг. 281a с 282a, то бросается в глаза, что в первом случае роторный ток, начиная от момента короткого замыкания, не перестает расти, между тем как во втором случае он сперва падает почти до нуля, и только после этого опять возрастает непрерывно вплоть до критического значения. Это явление понять легко, если обратиться к помощи основных исследований § 1a. При коротком замыкании в первом главном положении (фиг. 281a, член постоянного тока отсутствует в статоре) полный ток статора непосредственно после момента короткого замыкания действует уже размагничивающим образом на ротор, и роторный ток должен немедленно возрасти, чтобы роторная обмотка могла удержать свой поток, как этого требует закон короткого замыкания. При коротком замыкании во втором главном положении (фиг. 282a, в статоре имеется член постоянного тока) полный ток статора на про-



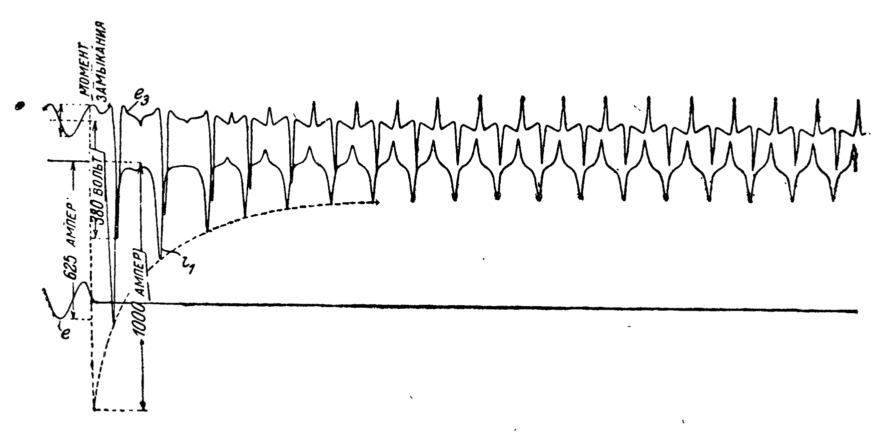
Фиг. 282c. Мощность торможения, найденная по числу оборотов на фиг. 282a.



Фиг. 283. Роторный ток (i_2) и статорный ток (i_1) при однофазном коротком замыкании машины без клеткообразной обмотки.

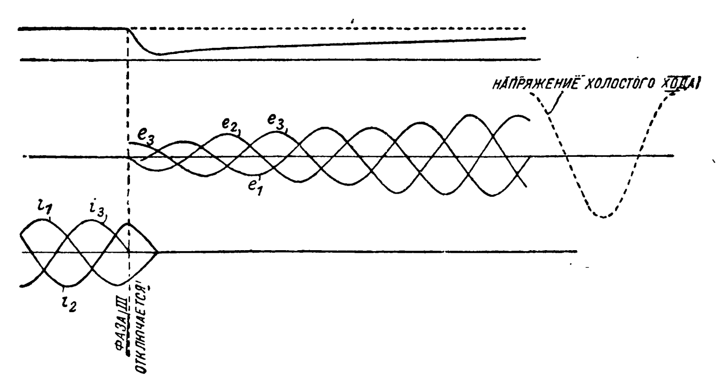
тяжении первой четверти оборота поддерживает полный ток ротора, а поэтому роторный ток должен сперва соответственно понизиться. Спустя ровно четверть оборота, обе оси обмоток перпендикулярны друг другу, воздействие статора на ротор прекратилось, и роторный ток снова приобретает свое первоначальное значение, которое он имел перед моментом короткого замыкания. При дальнейшем вращении ста-

торный ток действует на ротор размагничивающим образом, и, начиная от этого момента, роторный ток должен непрерывно возрастать до своего критического значения. При симметричном трехполюсном коротком замыкании понижения роторного тока не наблюдается (фиг. 280а).



Фиг. 284. Напряжение (e_3) на разомкнутой фазе и якорный ток (i_1) при однофазном коротком замыкании машины без клеткообразной обмотки.

На фиг. 283 представлено однофазное короткое замыкание генератора без демпферной обмотки. Как и при установившемся коротком замыкании, форма кривой токов здесь тоже резко отклоняется от сину-



Фиг. 285. Роторный ток, статорное напряжение и статорный ток при прекращении трехполюсного короткого замыкания.

соиды. Короткое замыкание произошло в самый неблагоприятный момент, то-есть при нулевом значении напряжения холостого хода.

На фиг. 284 показано изменение напряжения на зажимах не замкнувшейся на-коротко фазы при двухполюсном коротком замыкании машины без демпферной обмотки. Как легко видеть, сравнив это напряжение с напряжением той же фазы при холостом ходе, возникают значи-

тельные перенапряжения. При наличии хорошей демпферной обмотки напряжение на зажимах разомкнутой фазы не повысилось бы и форма кривой осталась бы синусоидальной.

Наконец, на фиг. 285 представлено устранение установившегося трехполюсного короткого замыкания машины с демпферной обмоткой. Как это соответствует выводам § 2е, роторный ток сперва быстро убывает до небольшого значения, а затем очень медленно подымается вновь до прежней величины. В той же мере медленно возрастают напряжения до значения при холостом ходе.

Н. Качания синхронных машин.

1. Параллельное включение машин при неравномерном моменте вращення.

а. Общие замечания. В тех случаях, когда параллельно работающие синхронные генераторы приводятся во вращение от каких-либо поршневых машин (паровых, газовых двигателей, двигателей Дизеля), или когда синхронные двигатели обслуживают рабочие машины с неравномерным моментом нагрузки (поршневые насосы), — возникают особые явления, обусловленные тем, что вращающий момент, развиваемый первичным двигателем или рабочей машиной, непостоянен во времени, а изменяется периодически. Эти явления всегда в той или иной степени мешают работе, а при известных обстоятельствах даже делают ее невозможной. Тем самым возникает необходимость подробного исследования этих процессов. В нижеследующем мы будем главным образом иметь в виду синхронные генераторы, но все наши выводы можно будет с должными оговорками относить и к синхронным двигателям. Мы будем считать, что изменение во времени вращающего момента соответственного первичного двигателя при рассматриваемом состоянии нагрузки нам задано. Пусть также кривая вращающего момента уже учитывает влияние движущихся то в ту, то в другую сторону масс кривошипного механизма, если только этим влиянием нельзя пренебрегать, как например у тихоходных машин. Эта кривая вращающего момента колеблется по какому-либо закону с определенным периодом около некоторого, не равного нулю среднего значения. Мы разложим ее при помощи гармонического анализа на постоянное основное значение M_0 и бесконечное множество синусоидальных отдельных колебаний с амплитудами M_1, M_2, $M_3 \ldots$, частотами z_1, $z_2 = 2z_1$, $z_3 = 3z_1 \ldots$ и углами сдвига фаз φ_1, φ_2, $\varphi_3 \ldots$ Таким образом, пусть для разложенной на отдельные гармоники диаграммы активного вращающего момента первичного двигателя действительно выражение

$$M = M_0 + M_1 \cos(2\pi z_1 t + \varphi_1) + M_2 \cos(2\pi z_2 t + \varphi_2) + \ldots \quad (411)$$

Это разложение строго правильно только для одного определенного состояния нагрузки, так как амплитуда и фаза отдельных гармоник изменяются вместе с нагрузкой. На основную волну в отдельных случаях можно до известной степени влиять перестановкою регулятора. Наи-

меньшая частота z_1 соответствует числу рабочих процессов первичного двигателя в единицу времени. При одноцилиндровых двухтактных машинах z_1 равно числу оборотов в единицу времени, при одноцилиндровых четырехтактных машинах оно равно половине числа оборотов. При многоцилиндровых машинах указать в простом и совершенно общем виде частоту основного колебания невозможно, она зависит прежде всего от взаимоположения отдельных кривошипов.

Постоянный момент M_0 соответствует полезной мощности машинного агрегата, ему соответствует угол $\beta_0 = M_0/\sigma$ (см. § F 2 d), образуемый вектором $\dot{E}$ в его среднем положении с вектором напряжения на зажимах $\dot{U}$, между тем как каждое из отдельных колебаний момента приводит полюсное колесо в механические колебания, которые во времени изменяются синусоидально с частотою соответственной отдельной гармоники. Эти механические колебания полюсного колеса около его средней синхронной скорости влекут за собою, в свою очередь, электрические колебания добавочного характера, а именно колебания тока и мощности около среднего состояния равновесия, и во многих случаях приводят к тому, что в конечном счете и вектор сети уже не вращается равномерно, а совершает колебания около своего среднего положения.

Исследовать эти процессы можно относительно просто, если пренебречь реакцией на сеть всех машинных агрегатов с неравномерным моментом вращения. Это допустимо, например, в том случае, когда собирательные шины преимущественно питаются от турбогенераторов с постоянным моментом вращения, а машины с неравномерным моментом вращения составляют ничтожное меньшинство. Этот случай мы сперва и рассмотрим. В отличие от дальнейших исследований мы будем называть такую сеть *спокойной*.

b. Машина, присоединенная к спокойной сети. Пусть $M \cos(2\pi zt + \varphi)$ будет та отдельная гармоника вращающего момента, влияние которой на работу мы хотим исследовать; к каждой другой гармонике относятся тогда соответственные выводы. В заключение все явления можно наложить друг на друга по закону суперпозиции, действительному для всех тех процессов, которые выражаются линейными диференциальными уравнениями. Заранее скажем, что в очень многих практических случаях с точки зрения опасности качаний для параллельной работы нужно считаться только с основной волной в кривой вращающего момента.

Когда машина нагружена основным значением M_0 момента, то вектор ЭДС $\dot{E}$ образует с вектором сети $\dot{U}$ в среднем угол $\beta_0 = M_0/\sigma$. Таково среднее положение, от которого полюсное колесо отклоняется отдельными гармониками момента попеременно в ту и в другую сторону на пространственный угол качания β_p/p или на угол β_p в электрических градусах. Тогда диференциальное уравнение для механических колебаний полюсного колеса около среднего положения β_0 соответствующего данной нагрузке, имеет вид

$$\frac{\Theta}{p}\frac{d^2\beta_p}{dt^2} + \Delta\frac{d\beta_p}{dt} + \sigma\beta_p = M\cos(2\pi zt + \varphi). \qquad (412)$$

С левой частью этого уравнения мы уже имели дело (§ F 2е), когда определяли число собственных колебаний синхронной машины. В отличие от того случая здесь речь идет о вынужденных колебаниях с определенной частотою z; этим и объясняется появление правой части уравнения.

Проще всего решить это основное диференциальное уравнение с помощью комплексного метода. Для этого мы полагаем

$$\beta_p = \Re e\,(B_p\, \varepsilon^{j(2\pi z t + \varphi)}) = \Re e\,(\dot{B}_p), \tag{413 a}$$

$$M \cos(2\pi z t + \varphi) = \Re e\,(M \varepsilon^{j(2\pi z t + \varphi)} = \Re e)(\dot{M}). \tag{413 b}$$

Путем подстановки в уравн. (412) мы получаем комплексное уравнение

$$-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p} \dot{B}_p + j\,2\pi z\, \Delta \dot{B}_p + \sigma \dot{B}_p = \dot{M}. \tag{413 c}$$

Отсюда для временного вектора (амплитуды) угла качания в электрических градусах мы получаем

$$\dot{B}'_p = \frac{\dot{M}}{\sigma - 4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p} + j\,2\pi z \Delta}. \tag{413}$$

Если пренебречь успокоением ($\Delta = 0$), то вектор угла качания равен

$$\dot{B}'_p = \frac{\dot{M}}{\sigma - 4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}}. \tag{413'}$$

У той же машины, если она работает не параллельно с сетью, а на внешнее нагрузочное кажущееся сопротивление, или же если полюсное колесо ее не возбуждено и вращается как мертвая маховая масса, упругий момент обращается в нуль, так что вектор угла качания при той же амплитуде и частоте пертурбационного возмущающего момента равен

$$\dot{B}''_p = \frac{\dot{M}}{-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}}. \tag{413''}$$

Эти последние отклонения, как правило (а именно, пока $\sigma < 8\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}$), меньше, чем получающиеся по уравн. (413'). Чтобы судить о том, в какой степени отклонения при равенстве прочих условий увеличиваются под влиянием упругого момента вращения, мы по предложению Гёргеса [Л 85] и в соответствии с трактовкою аналогичных проблем в математической физике вводим отношение

$$\dot{\zeta} = \frac{\dot{B}_p}{\dot{B}''_p} = \frac{-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}}{\sigma - 4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p} + j\,2\pi z \Delta}, \tag{414}$$

которое называется модулем резонанса или же коэфициентом увеличения.

Если обозначить через z_0 число собственных колебаний сочлененной с первичным двигателем синхронной машины в единицу времени и пренебречь успокоением, то по уравн. (331b) или же по уравн. (413′) при $M = 0$

$$z_0 = \frac{\nu_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p\sigma}{\Theta}} \qquad (414a)$$

и уравн. (414) для модуля резонанса принимает следующий простой (действительный) вид:

$$\dot{\zeta} = \zeta_0 = \frac{z^2}{z^2 - z_0^2}\,. \qquad (415)$$

Мы видим, что ζ_0, а следовательно и амплитуда угла качания становятся тем больше, чем больше частота импульсов приближается к собственной частоте машины без успокоения. Это обстоятельство имеет кардинальное значение для теории параллельной работы. Читателю легко усмотреть в этом аналогию с электрическим контуром, состоящим из последовательно соединенных активного сопротивления, самоиндукции и емкости и питаемого сетью с синусоидальным во времени напряжением. Диференциальное уравнение этого контура

$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}\,q = \sqrt{2}\,U\cos(2\pi zt + \varphi) \qquad (416)$$

аналогично нашему исходному уравн. 412, которое можно также написать в виде

$$\Theta\,\frac{d^2\frac{\beta_p}{p}}{dt^2} + p\Delta\,\frac{d\frac{\beta_p}{p}}{dt} + p\sigma\frac{\beta_p}{p} = M\cos(2\pi zt + \varphi). \qquad (412')$$

Количество электричества q соответствует пространственному углу качания β_p/p, значит ток dq/dt соответствует пространственной угловой скорости $d/dt\,(\beta_p/p)$, приложенное напряжение $\sqrt{2}\,U$ — пертурбационному моменту M, индуктивность L — моменту инерции Θ, активное сопротивление R — величине $p\Delta$, обратная величина емкости $1/C$ — величине $p\sigma$. Системе без упругого момента соответствует контур, состоящий только из последовательно соединенных сопротивления и индуктивности; кажущееся сопротивление такого контура можно, как мы знаем, понизить до небольшой величины при помощи надлежащей емкости, и тогда сила тока принимает очень большие значения. Энергия, которая в активном сопротивлении превращается необратимо в теплоту и которую все наново должен доставлять источник тока, составляет в среднем в единицу времени

$$P_Q = \frac{1}{2}\,RI_0^2 = \frac{1}{2}\,4\pi^2 z^2 R Q_0^2, \qquad (416a)$$

где I_0 означает амплитуду тока, а Q_0 — амплитуду колебания количества электричества. Между этими процессами можно было бы, разумеется,

обнаружить полную аналогию во всех деталях ввиду полного соответствия между их дифференциальными уравнениями. Однако, мы намеренно от этого откажемся, чтобы искусственно не создавать опасности смешения электрических колебаний этого аналогичного контура с теми электрическими колебаниями, которые являются следствием механических колебаний полюсного колеса. К рассмотрению электрических колебаний, сопутствующих механическим качаниям, мы сейчас и перейдем, так как именно они являются помехой для работы и требуют поэтому подробного изучения.

При вычислении электрической мощности качания мы будём пренебрегать небольшой долею $\frac{1}{p}\frac{d\beta_p}{dt}$ в общей угловой скорости $\frac{\omega}{p}+\frac{1}{p}\frac{d\beta_p}{dt}$. Отклонению полюсного колеса β_p от среднего положения соответствуют обусловленный им упругий момент

$$M_p = \sigma\beta_p, \tag{417a}$$

мгновенное значение соответственной добавочной мощности и, наконец,

$$\frac{\omega}{p}\sigma\beta_p = \frac{\omega}{p}\sigma\,\mathfrak{Re}\,(\dot{B}_p) \tag{417}$$

вектор (максимальное значение) соответственного колебания мощности

$$\frac{\omega}{p}\sigma\dot{B}_p,$$

причем ω, как и раньше, означает круговую частоту сети.

Если здесь в виде исключения оказалось возможным представить некоторую мощность как действительную часть некоторого вектора, то основано это на том, что она, если пренебречь активным сопротивлением, представляет собою мощность, колеблющуюся синусоидально во времени около среднего нулевого значения, иными словами — чисто реактивную мощность. Подобным же образом по урав. (413c) вектор асинхронного колебания мощности (вектор мощности успокоения) равен

$$j\frac{\omega}{p}2\pi z\Delta\dot{B}_p$$

и, наконец, вектор общей электрической мощности качания равен

$$\dot{P}_p = \frac{\omega}{p}(\sigma + j\,2\pi z\Delta)\,\dot{B}_p. \tag{418a}$$

Введя $\dot{B}_p$ согласно урав. (413), мы получаем следующее выражение:

$$\dot{P}_p = \frac{\sigma + j\,2\pi z\Delta}{\sigma - 4\pi^2 z^2\frac{\Theta}{p} + j\,2\pi z\Delta}\,\frac{\omega}{p}\dot{M} = -\dot{\xi}\,\frac{\omega}{p}\dot{M}. \tag{418b}$$

Величина

$$\dot{\xi} = -\frac{P_p}{\frac{\omega}{p}\dot{M}} = -\frac{\sigma + j\,2\pi z\Delta}{\sigma - 4\pi^2 z^2\frac{\Theta}{p} + j\,2\pi z\Delta} \tag{418}$$

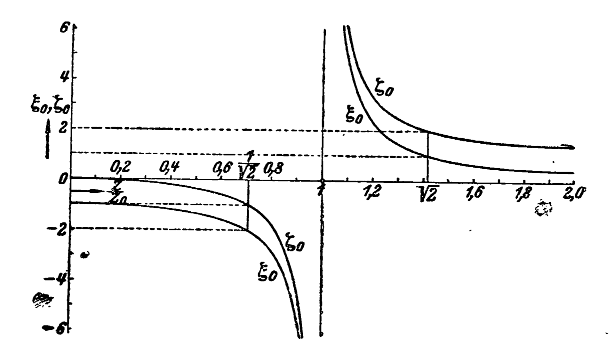
представляет собою (вообще говоря, комплексное) число, указывающее, как относится электрическая мощность качания к механическому колебанию мощности. Сравнение с уравн. (414) дает нам простое соотношение

$$\dot{\zeta} = 1 + \dot{\xi}. \qquad (418')$$

Если пренебречь успокоением ($\Delta = 0$), то урав. (418) на основании урав. (414a) упрощается, сводясь к действительному числу:

$$\dot{\xi} = \dot{\xi}_0 = \frac{\sigma}{4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p} - \sigma} = \frac{z_0^2}{z^2 - z_0^2}. \qquad (419)$$

На фиг. 286 показано изменение модуля резонанса ζ_0 и величины ξ_0 в зависимости от отношения числа вынужденных к числу собственных



Фиг. 286. ζ_0 и ξ_0 в функции от z/z_0.

колебаний z/z_0. ζ_0 и ξ_0, а следовательно, амплитуды механического отклонения и электрического колебания мощности становятся теоретически бесконечно большими, если $z = z_0$, то-есть когда частота вынужденного колебания совпадает с частотой собственных колебаний. Но практически это невозможно, потому что уже до этого машина переходит через критическое значение $\beta \approx \frac{\pi}{2}$, попадает тем самым в область неустойчивой работы и выпадает из синхронизма, так что наша предпосылка относительно наличия некоторого среднего положения равновесия уже не соблюдена. При учете успокоения величины $|\dot{\zeta}|$ и $|\dot{\xi}|$ имеют некоторый конечный максимум, который возникает хотя и не точно при $z/z_0 = 1$, но в практических случаях все же в очень большой близости к этой величине.

Итак, первый и важнейший вывод из нашего исследования заключается пока в том, что во что бы то ни стало надо избегнуть совпадения частот собственных колебаний с частотою вынужденного колебания. Если же обстоятельства складываются так, что вследствие близости к резонансу механические и электрические колебания мощности сильно увеличиваются, что выражается в значениях $\dot{\zeta}$ и $\dot{\xi}$, то во многих слу-

чаях можно посредством достаточно сильного успокоения сократить качания до допустимой величины. Однако, это средство не во всех случаях полезно в отношении электрических колебаний мощности, а в иных случаях даже вредно; необходимо поэтому рассмотреть его подробнее.

Прежде всего мы видим из урав. (413), что амплитуду механических качаний можно во всяком случае уменьшить в любой степени, усилив успокоение. При этом близкою к резонансу, опасною областью является как раз та область, в которой успокоение действует особенно активно, так как при этом небольшая величина $\sigma - 4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}$ в знаменателе выражения для $\dot{\zeta}$ [урав. (414)] по сравнению с $j2\pi z\Delta$ весьма мала. Но чем дальше мы удаляемся от близкой к резонансу области, то-есть, чем больше становится разность $\sigma - 4\pi^2 z^2 \Theta / p$, тем сильнее должно было бы быть успокоение, чтобы играть такую же активную роль.

Однако, для практической работы гораздо важнее механических — электрические колебания мощности. Для суждения о них мы ввели величину $\dot{\xi}$ посредством урав. (418). Это уравнение имеет форму урав. (34b) в § I 2c, так что его можно написать в виде

$$\dot{\xi} = -\frac{\dot{A} + \dot{D}\Delta}{\dot{C} + \dot{D}\Delta}, \tag{420}$$

и мы видим, что конец вектора $\dot{\xi}$ перемещается по окружности, когда параметр, то-есть, постоянная затухания Δ принимает все возможные значения от 0 до $\pm\infty$.

При $\Delta = 0$ имеем

$$\dot{\xi} = -\frac{\dot{A}}{\dot{C}} = \frac{\sigma}{4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p} - \sigma} = \frac{z_0^2}{z^2 - z_0^2}, \tag{420a}$$

уже известное нам действительное число.

При $\Delta = \infty$ имеем

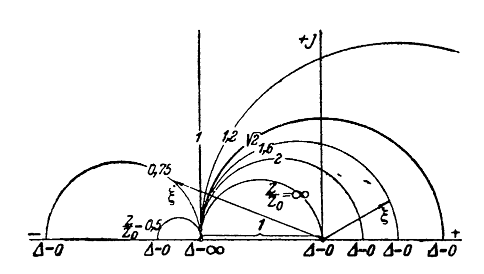
$$\dot{\xi} = -1,$$

то-есть, также действительное число. Концевые точки $\dot{\xi}$ расположены, следовательно, при $\Delta = 0$ и $\Delta = \infty$ на действительной оси и согласно § I 2c (фиг. 13) — на диаметре, так как $\dot{C}$ находится под прямым углом к $\dot{D}$. Центр окружности тоже расположен, следовательно, на действительной оси. Для каждого значения отношения z/z_0 получается особая окружность; точка — 1, соответствующая бесконечно сильному успокоению, является общею для всех окружностей. Практически заслуживает внимания только та часть этих окружностей, которая находится в положительной мнимой половине плоскости, так как лишь положительные Δ имеют физический смысл, а для этого по урав. (418) $\dot{\xi}$ всегда должно находиться в положительной мнимой половине плоскости.

На фиг. 287 показаны полуокружности концевой точки $\dot{\xi}$ для отношений z/z_0, равных ∞, 2, 1,6, $\sqrt{2}$, 1,2, 1, 0,75 и 0,5. Из этого чертежа можно видеть, при каких условиях успокоение полезно и при каких оно вредно. Более жирно начерченная окружность геометрического места, соответствующая отношению частот $z/z_0 = \sqrt{2}$, разграничивает две области совершенно различных свойств.

Для всех круговых геометрических мест, расположенных внутри этой пограничной окружности ($z > \sqrt{2}\, z_0$), точка $\Delta = 0$, очевидно, всегда имеет наименьшее ξ и во всех этих случаях успокоение действует поэтому исключительно в смысле увеличения колебания электрической мощности, т. е. оно вредно. Для самой пограничной окружности успокоение не влияет на величину $\dot{\xi}$, но фаза $\dot{\xi}$ не имеет значения. ξ для всех значений затухания равно единице и колеблющаяся электрическая мощность равна механической.

Для всех окружностей, расположенных вне пограничной окружности ($z < \sqrt{2}\, z_0$) возможно сильное успокоение выгодно вплоть до $z = 0$. В случае резонанса ($z = z_0$) кривая геометрического места превращается в прямую линию, параллельную мнимой оси. При $z = 0$ геометрическое место $\dot{\xi}$ сводится к точке для $\Delta = \infty$. Во всех этих случаях можно посредством бесконечно сильного успокоения теоретически понижать ξ до величины 1. Таким образом в этом крайнем случае колеблющаяся электрическая мощность равна механической.



Фиг. 287. Окружности геометрического места комплексного числа $\dot{\xi}$ при переменном Δ и различных z/z_0.

В заключение этого параграфа вычислим еще теряемую мощность, которая в успокоительном устройстве превращается в джоулево тепло. Компенсировать ее должно среднее во времени значение мощности пертурбационной отдельной гармоники вращающего момента, так как средний момент вращения уже равен среднему синхронному моменту. Мгновенное значение мощности этой гармоники равно

$$M \cos(2\pi z t + \varphi)\left(\frac{\omega}{p} + \frac{1}{p}\frac{d\beta_P}{dt}\right). \qquad (421a)$$

Первая часть $M \cos(2\pi z t + \varphi)\frac{\omega}{p}$ (мы уже рассмотрели ее на стр. 366—367) имеет в среднем значение равное нулю; среднее значение второй части $M \cos(2\pi z t + \varphi)\frac{1}{p}\frac{d\beta_P}{dt}$ равно половине внутреннего произведения вектора вращающего момента $\dot{M}$ на вектор пространственной угловой скорости $j 2\pi z \frac{\dot{B}_P}{p}$ [см. урав. (413а)]. Первый вектор мы

разлагаем, имея в виду урав. (413), на две составляющие, из которых одна совпадает по фазе с $\dot{B}_P$, а другая перпендикулярна к нему. Совпадающая по направлению с $j\dot{B}_P$ составляющая равна $j2\pi z\Delta\dot{B}_P$ и, следовательно, теряемая мощность

$$P_Q = \frac{1}{2p} 4\pi^2 z^2 \Delta \dot{B}^2_P; \qquad (421)$$

соответствие этого выражения с вытекающим из урав. (416а) показать легко [см. урав. (412′) и (416)].

c. Влияние колебаний в сети на синхронную машину с постоянным моментом вращения или нагрузки. Откажемся теперь от предположения, что сеть спокойна, и сперва в общей форме выясним влияние колебаний в сети. Пусть вектор сети напряжения $\dot{U}$ на векторной диаграмме совершает во времени синусоидальные колебания β_N с частотою z и с амплитудою B_N около своего среднего положения; допустим, что мощность этой колеблющейся сети настолько велика, что реакцией на нее рассматриваемой машины можно пренебречь. Частота колебания z пусть будет, как и раньше, мала по сравнению с частотою сети f. Момент вращения или нагрузки мы предполагаем постоянным. При этих условиях наше диференциальное уравнение получает вид

$$\frac{\Theta}{p}\frac{d^2\beta_P}{dt^2} + \Delta\frac{d}{dt}(\beta_P - \beta_N) + \sigma(\beta_P - \beta_N) = 0. \qquad (422)$$

Мы снова переходим к комплексному способу начертания и полагаем

$$\left.\begin{aligned} \beta_P &= \Re\mathfrak{n}\left(B_P \varepsilon^{j(2\pi z t + \psi)}\right) = \Re\mathfrak{e}\,(\dot{B}_P), \\ \beta_N &= \Re\mathfrak{n}\left(B_N \varepsilon^{j(2\pi z t + \varphi)}\right) = \Re\mathfrak{e}\,(\dot{B}_N). \end{aligned}\right\} \qquad (422\text{a и b})$$

Тогда мы получаем

$$-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}\dot{B}_P + j2\pi z\Delta(\dot{B}_P - \dot{B}_N) + \sigma(\dot{B}_P - \dot{B}_N) = 0 \quad (422\,\text{c}')$$

или

$$-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}\dot{B}_P + j2\pi z\Delta\dot{B}_P + \sigma\dot{B}_P = (\sigma + j2\pi z\Delta)\dot{B}_N. \qquad (422\text{c})$$

Сравнив это уравнение с урав. (413с), мы видим, что колебание сети с амплитудою B_N и частотою z производит на машину такое же действие, как момент качания, вектор которого равен

$$\dot{M} = (\sigma + j2\pi z\Delta)\dot{B}_N. \qquad (422\text{d})$$

Таким образом, все предыдущие выводы имеют силу и здесь. Подставив $\dot{M}$ из урав. (422d) в урав. (413), мы получаем для вектора угла качания, на основании урав. (418),

$$\dot{B}_P = \frac{(\sigma + j2\pi z\Delta)\dot{B}_N}{\sigma - 4\pi^2 z^2\dfrac{\Theta}{p} + j2\pi z\Delta} = -\dot{\xi}\dot{B}_N. \qquad (423)$$

Наконец, для вектора колебания электрической мощности по урав. (418b), на основании урав. (422d), получается

$$\dot{P}_p = -\xi \frac{\omega}{p}\dot{M} = -\xi \frac{\omega}{p}(\sigma + j2\pi z\Delta)\dot{B}_N. \qquad (423a)$$

d. Параллельная работа двух машин без учета успокоения. В общем случае проблемы параллельной работы любое количество машин с неравномерным моментом вращения работает параллельно с машинами, имеющими равномерный вращающий момент, и пренебрегать колебаниями вектора сети уже нельзя. Но прежде чем приступить к изучению этого общего случая, мы сперва рассмотрим параллельную работу только двух машин, из которых одна вращается с неравномерным, а другая с равномерным моментом вращения. Успокоением для упрощения мы будем пренебрегать. Достаточно ясное представление о возникающих при этом соотношениях можно получить, выделив воздействие на параллельную работу только одной пертурбационной гармоники момента одной из машин, потому что и здесь применим закон суперпозиции. Отмечая величины обеих машин индексами 1 и 2 и снова обозначив через β_N мгновенный угол качания вектора сети, мы получаем для обоих полюсных колес следующие уравнения движения:

$$\frac{\Theta_1}{p_1}\frac{d^2\beta_{P_1}}{dt^2} + \sigma_1(\beta_{P_1} - \beta_N) = M\cos(2\pi zt + \varphi), \qquad (424a)$$

$$\frac{\Theta_2}{p_2}\frac{d^2\beta_{P_2}}{dt^2} + \sigma_2(\beta_{P_2} - \beta_N) = 0. \qquad (424b)$$

Если еще допустить, что параллельно с рассматриваемыми машинами не работает никакая другая синхронная машина даже с равномерным моментом вращения или нагрузки, то мы получим еще одно уравнение, зная, что колеблющуюся мощность не может воспринимать постоянная основная нагрузка и что поэтому мощность эта будет только колебаться между обеими синхронными машинами:

$$\frac{\omega_1}{p_1}\sigma_1(\beta_{P_1} - \beta_N) + \frac{\omega_2}{p_2}\sigma_2(\beta_{P_2} - \beta_N) = 0. \qquad (425a)$$

Приняв еще во внимание, что всегда $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ и введя здесь, как и в следующем параграфе, сокращенные обозначения

$$\varsigma_1 = \frac{\sigma_1}{p_1}, \quad \varsigma_2 = \frac{\sigma_2}{p_2}, \qquad (425b\ и\ c)$$

мы получим

$$\beta_N = \frac{\varsigma_1\beta_{P_1} + \varsigma_2\beta_{P_2}}{\varsigma_1 + \varsigma_2}. \qquad (425)$$

Переходим снова к комплексной форме и полагаем

$$\beta_{P_1} = \Re(\dot{B}_{P_1}), \quad \beta_{P_2} = \Re(\dot{B}_{P_2}), \quad \beta_N = \Re(\dot{B}_N); \qquad (426a—c)$$

$$M\cos(2\pi zt + \varphi) = \Re(M\varepsilon^{j(2\pi zt+\varphi)}) = \Re(\dot{M}). \qquad (426d)$$

Прежде всего мы получаем из урав. (425), (424a и b)

$$\dot{B}_N = \frac{\varsigma_1 \dot{B}_{P_1} + \varsigma_2 \dot{B}_{P_2}}{\varsigma_1 + \varsigma_2}, \tag{427}$$

$$-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_1}{p_1} \dot{B}_{P_1} + \sigma_1 (\dot{B}_{P_1} - \dot{B}_N) = \dot{M}, \tag{427a}$$

$$-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_2}{p_2} \dot{B}_{P_2} + \sigma_2 (\dot{B}_{P_2} - \dot{B}_N) = 0. \tag{427b}$$

Введя далее частоты собственных колебаний обеих машин в предположении спокойной сети

$$z_{10} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p_1\sigma_1}{\Theta_1}}, \quad z_{20} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p_2\sigma_2}{\Theta_2}}, \tag{428a и b}$$

мы получим

$$\left(-\frac{z^2}{z^2_{10}} + 1\right)\dot{B}_{P_1} - \dot{B}_N = \frac{\dot{M}}{\sigma_1}, \tag{429a}$$

$$\left(-\frac{z^2}{z^2_{20}} + 1\right)\dot{B}_{P_2} - \dot{B}_N = 0. \tag{429b}$$

Урав. (427), будучи подставлено в (429a и b), дает

$$\left(-\frac{z^2}{z^2_{10}} + 1 - \frac{\varsigma_1}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\right)\dot{B}_{P_1} - \frac{\varsigma_2}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\dot{B}_{P_2} = \frac{\dot{M}}{\sigma_1}, \tag{430a}$$

$$\left(-\frac{z^2}{z^2_{20}} + 1 - \frac{\varsigma_2}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\right)\dot{B}_{P_2} - \frac{\varsigma_1}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\dot{B}_{P_1} = 0. \tag{430b}$$

Отсюда для векторов углов качания обеих машин получаются выражения:

$$\dot{B}_{P_2} = \frac{\varsigma_1}{\varsigma_1 - (\varsigma_1 + \varsigma_2)\frac{z^2}{z^2_{20}}}\dot{B}_{P_1}, \tag{431b}$$

$$\dot{B}_{P_1} = \frac{\frac{\dot{M}}{\sigma_1}}{\left(-\frac{z^2}{z^2_{10}} + \frac{\varsigma_2}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\right) - \frac{\varsigma_1\varsigma_2}{(\varsigma_1 + \varsigma_2)^2}\frac{1}{-\frac{z^2}{z^2_{20}} + \frac{\varsigma_1}{\varsigma_1 + \varsigma_2}}}. \tag{431a}$$

Оба угла качания становятся бесконечно большими уже при конечном пертурбационном моменте, когда знаменатель в урав. (431a) обращается в нуль. Таким образом, для определения критической частоты, при которой этот случай возникает, при которой, иными словами, работа невозможна, по крайней мере — без успокоения, нам нужно решить уравнение

$$\left(-\frac{z^2_k}{z^2_{10}} + \frac{\varsigma_2}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\right)\left(-\frac{z^2_k}{z^2_{20}} + \frac{\varsigma_1}{\varsigma_1 + \varsigma_2}\right) = \frac{\varsigma_1\varsigma_2}{(\varsigma_1 + \varsigma_2)^2}. \tag{432a}$$

Отсюда для критической частоты z_k получается

$$z_k = \sqrt{\frac{\varsigma_2 z^2_{10} + \varsigma_1 z^2_{20}}{\varsigma_1 + \varsigma_2}}. \tag{432b}$$

Двойной знак перед корнем не имеет особого значения. Далее $z'_k = 0$ представляло бы собою также решение урав. (432a). Но собственную критическую частоту системы мы не можем считать равною $z = z_k' = 0$; к этому вопросу мы вернемся несколько ниже.

Таким образом, при изучении проблемы применительно к двум машинам имеется только одна критическая частота. Она всегда заключается между частотами z_{10} и z_{20}, причем она ближе к собственной частоте машины с меньшим $\varsigma = \sigma/p$, то-есть с меньшею мощностью. z_{10} и z_{20} не являются здесь критическими частотами, способными парализовать работу.

Если пертурбационная частота равна z_{20}, то-есть, равна собственной частоте машины, от которой пертурбация не исходит, то по урав. (431a и b) B_{P_1} и B_{P_2} остаются конечными величинами; зато колебание сети B_N обращается в нуль, как это видно из урав. (429b), если подставить $z = z_{20}$. Так это и должно быть, ибо в противном случае машина 2 была бы выведена из синхронизма колебанием сети при частоте, которую мы признали некритическою относительно данной системы.

Если $z = z_{10}$, то, как видно из урав. (429a), $\dot{B}_N = -\frac{\dot{M}}{\sigma_1}$; $\dot{B}_{P_1}$ и $\dot{B}_{P_2}$ остаются величинами конечными, как это следует из урав. (431a и b).

Весьма замечателен тот случай, когда знаменатель правой части урав. (431b) обращается в нуль. Это происходит при частоте

$$z'_k = z_{20}\sqrt{\frac{\varsigma_1}{\varsigma_1 + \varsigma_2}}. \tag{433a}$$

Тем не менее угол качания B_{P_2} машины 2 не становится бесконечно большим, а в то же время обращается в нуль угол качания B_{P_1} машины 1, как это видно из урав. (431a). Вектор колебания сети становится равным по урав. (429a)

$$\dot{B}_N = -\frac{\dot{M}}{\sigma_1}. \tag{433}$$

Следовательно, при этом наблюдается то замечательное явление, что полюсное колесо машины, приводимой с неравномерным моментом, само не колеблется. Зато вектор сети, а также полюсное колесо машины 2 колеблется с частотою пертурбационной гармоники вращающего момента машины 1.

При $z = 0$ из наших урав. (431a и b) и (429a) следует

$$\dot{B}_{P_1} = \dot{B}_{P_2} = \dot{B}_N = \infty. \tag{434}$$

Этот результат, способный озадачить читателя, объясняется тем, что при бесконечно медленных колебаниях вращающего момента оба полюсных колеса и вектор сети имеют достаточно времени следовать за импульсом без сдвига фаз и вообще уже не совершают обратного движения. Так как сеть колеблется вместе с полюсными колесами, то отсутствует

упругий момент, который толкнул бы в обратную сторону полюсное колесо машины 1. Поэтому колебаний в собственном смысле не возникает вообще.

Рассмотрим еще тот особый случай

$$\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta, \quad p_1 = p_2 = p, \quad \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma, \qquad (435a—c)$$

который, например, возникает при двух одинаковых машинах с одинаково установленным возбуждением. В этом случае критическая частота системы

$$z_k = z_{10} = z_{20} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p\sigma}{\Theta}} \qquad (435)$$

тождественна частоте собственных колебаний обеих машин, присоединенных к спокойной сети.

е. n параллельно соединенных машин с неравномерным моментом вращения. Исследуем теперь тот общий случай, когда n синхронных машин с неравномерным моментом вращения работают на общую сеть. Машины могут быть как генераторами, так и двигателями. Чтобы упростить формулы, мы опять будем пренебрегать успокоением. Под влиянием колебаний отдельных машин вектор сети начинает колебаться с той же частотой. Колебания вектора сети при известных обстоятельствах затухают под воздействием присоединенных асинхронных машин, но и этими воздействиями мы при наших исследованиях будем пренебрегать. При этих предпосылках уравнения движения для колебаний полюсных колес отдельных машин имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\Theta_1}{p_1}\,\frac{d^2\beta_{P_1}}{dt^2} + \sigma_1(\beta_{P_1} - \beta_N) = M_1(t),\\ &\frac{\Theta_2}{p_2}\,\frac{d^2\beta_{P_2}}{dt^2} + \sigma_2(\beta_{P_2} - \beta_N) = M_2(t),\\ &\frac{\Theta_3}{p_3}\,\frac{d^2\beta_{P_3}}{dt^2} + \sigma_3(\beta_{P_3} - \beta_N) = M_3(t),\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \qquad (436)$$

При этом $M_1(t)$, $M_2(t)$, $M_3(t)\ldots$ означают функции, выражающие изменение вращающих моментов в зависимости от времени, за вычетом постоянного основного значения, соответствующего установленной нагрузке. Нам придется разложить эти периодические функции на их синусоидальные отдельные гармоники. Некоторые из этих функций могут быть равны нулю, например, если один из генераторов приводится от турбины или один из двигателей работает на машину, имеющую только вращающиеся части.

Написанные выше n уравнений содержат $n+1$ неизвестных, а именно углы качания β_{P_1}, β_{P_2}, $\beta_{P_3}, \ldots$ n полюсных колес и угол β_N колебания сети. Еще одно, необходимое для решения, уравнение дает нам то, приведенное уже выше, соображение, что мощности качания всех n машин должны в каждое мгновение давать в сумме нуль. Таким образом

$$\frac{\omega}{p_1}\sigma_1(\beta_{P_1} - \beta_N) + \frac{\omega}{p_2}\sigma_2(\beta_{P_2} - \beta_N) + \frac{\omega}{p_3}\sigma_3(\beta_{P_3} - \beta_N) + \ldots = 0. \qquad (436b)$$

Эти линейные диференциальные уравнения мы решаем, как и выше, воспользовавшись законом суперпозиции. Иными словами, из числа всех высших гармоник вращающего момента каждой отдельной машины, действие которых мы намерены учесть, мы выделяем сперва только одну гармонику и исследуем ее влияние на систему n машин. Определив колебания полюсных колес и вектора сети, обусловленные отдельными пертурбационными гармониками вращающего момента, мы должны в заключение наложить друг на друга все колебания, чтобы получить окончательное решение.

Применим снова комплексный метод. Для второй части уравнения, выражающей момент качания, который действует, например, на первую машину, мы пишем:

$$M \cos(2\pi z t + \varphi) = \Re e\,(M \varepsilon^{j(2\pi z t + \varphi)}) = \Re e\,(\dot{M}). \qquad (437a)$$

Отдельные углы качания получаются как действительные части векторов той же частоты z

$$\left.\begin{aligned} \beta_{P_1} = \Re e\,(\dot{B}_{P_1}), \quad \beta_{P_2} = \Re e\,(\dot{B}_{P_2}), \quad \beta_{P_3} = \Re e\,(\dot{B}_{P_3}) \ldots, \\ \beta_N = \Re e\,(\dot{B}_N). \end{aligned}\right\} \qquad (437b)$$

Таким образом наши исходные уравнения принимают вид:

$$\left.\begin{aligned} -4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_1}{p_1} \dot{B}_{P_1} + \sigma_1 (\dot{B}_{P_1} - \dot{B}_N) = \dot{M}, \\ -4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_2}{p_2} \dot{B}_{P_2} + \sigma_2 (\dot{B}_{P_2} - \dot{B}_N) = 0, \\ -4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_3}{p_3} \dot{B}_{P_3} + \sigma_3 (\dot{B}_{P_3} - \dot{B}_N) = 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \qquad (438a)$$

и

$$\varsigma_1 (\dot{B}_{P_1} - \dot{B}_N) + \varsigma_2 (\dot{B}_{P_2} - \dot{B}_N) + \varsigma_3 (\dot{B}_{P_3} - \dot{B}_N) + \ldots = 0, \qquad (438b)$$

если мы введем сокращенные обозначения согласно урав. (425b и c).

Следовательно, мы имеем для $n+1$ неизвестных $\dot{B}_{P_1}, \dot{B}_{P_2}, \dot{B}_{P_3}, \ldots, \dot{B}_N$ $n+1$ линейных уравнений, решение которых в принципе не представляет труда. Самый ход расчета мы здесь приводить не станем, а только укажем его результаты, ссылаясь на работу Сарферта (Sarfert, [Л 92]). Затем, подставив решение в исходное уравнение, мы убедимся в его правильности.

Для вектора колебания сети получается прежде всего

$$\dot{B}_N = \dot{A}_1 \frac{\varsigma_1 \zeta_1}{\varsigma_1 \zeta_1 + \varsigma_2 \zeta_2 + \varsigma_3 \zeta_3 + \ldots} = \dot{A}_1 \frac{\varsigma_1 \zeta_1}{\sum \varsigma \zeta}. \qquad (439a)$$

При этом

$$\zeta_1 = \frac{z^2}{z^2 - z_{10}^2}, \quad \zeta_2 = \frac{z^2}{z^2 - z_{20}^2}, \quad \zeta_3 = \frac{z^2}{z^2 - z_{30}^2}, \ldots \qquad (439b)$$

означают введенные уже выше модули резонанса, а

$$z_{10}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p_1\sigma_1}{\Theta_1}},\quad z_{20}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p_2\sigma_2}{\Theta_2}},\quad z_{30}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{p_3\sigma_3}{\Theta_3}},\ldots \tag{439c}$$

— частоты собственных колебаний n машин, присоединенных к спокойной сети, без учета затухания. Далее

$$\dot{A}_1=\frac{\dot{M}}{-4\pi^2 z^2\frac{\Theta_1}{p_1}} \tag{439d}$$

представляет собою вспомогательную величину, которую можно понимать, как вектор угла качания не включенной параллельно машины 1 в предположении такого же пертурбационного момента.

Векторы углов качания отдельных машин даются тогда уравнениями

$$\left.\begin{aligned}\dot{B}_{P_1}&=\left(1+\frac{\varsigma_2\zeta_2+\varsigma_3\zeta_3+\ldots}{\sigma_1}\right)\dot{B}_N,\\ \dot{B}_{P_2}&=-\xi_2\dot{B}_N,\\ \dot{B}_{P_3}&=-\xi_3\dot{B}_N,\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\end{aligned}\right\} \tag{439}$$

причем модули резонанса $\xi_1, \xi_2, \xi_3,\ldots$ имеют следующие значения:

$$\xi_1=\frac{z_{10}^2}{z^2-z_{10}^2},\quad \xi_2=\frac{z_{20}^2}{z^2-z_{20}^2},\quad \xi_3=\frac{z_{30}^2}{z^2-z_{30}^2},\ldots \tag{439e}$$

Урав. (439) выражают качания полюсных колес относительно синхронной угловой скорости. Легко можно также выразить качания относительно вектора сети, а именно

$$\left.\begin{aligned}\dot{B}_{P_1}-\dot{B}_N&=\frac{\varsigma_2\zeta_2+\varsigma_3\zeta_3+\ldots}{\varsigma_1}\dot{B}_N,\\ \dot{B}_{P_2}-\dot{B}_N&=-\zeta_2\dot{B}_N,\\ \dot{B}_{P_3}-\dot{B}_N&=-\zeta_3\dot{B}_N,\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\end{aligned}\right\} \tag{440}$$

Прежде чем изучать полученные результаты, докажем еще путем подстановки $\dot{B}_{P_1}, \dot{B}_{P_2}, \dot{B}_{P_3}, \ldots \dot{B}_N$ в исходные урав. (438a), что решение совершенно правильно. При подстановке $\dot{B}_{P_1}$ и $\dot{B}_N$ из урав. (439a — *d*), (439) и (440) в левую часть первого уравнения (438a) получается, если вынести за скобки значение $\dot{B}_N$,

$$\frac{\dot{M}}{-4\pi^2z^2\frac{\Theta_1}{p_1}}\frac{\varsigma_1\zeta_1}{\sum\varsigma\zeta}\left[-4\pi^2z^2\frac{\Theta_1}{p_1}\left(1+\frac{\varsigma_2\zeta_2+\varsigma_3\zeta_3+\ldots}{\varsigma_1}\right)+\sigma_1\frac{\varsigma_2\zeta_2+\varsigma_3\zeta_3+\ldots}{\varsigma_1}\right]=$$

$$=\frac{\dot{M}}{\sum\varsigma\zeta}\left[\varsigma_1\zeta_1+\zeta_1\left(\sum\varsigma\zeta-\varsigma_1\zeta_1\right)-\frac{z_{10}^2}{z^2}\zeta_1\left(\sum\varsigma\zeta-\varsigma_1\zeta_1\right)\right]=\dot{M}$$

и правильность этого выражения следует из соотношения $1-\frac{z_{10}^2}{z^2}=\frac{1}{\zeta_1}$.

При подстановке $\dot{B}_{P_2}$ и $\dot{B}_N$ во второе уравнение (438а) мы получаем:

$$\dot{B}_N\left[4\pi^2 z^2\frac{\Theta_2}{p_2}\frac{z_{20}^2}{z^2-z_{20}^2}-\sigma_2\frac{z^2}{z^2-z_{20}^2}\right]=$$

$$=\dot{B}_N 4\pi^2 z^2\frac{\Theta_2}{p_2}\frac{1}{z^2-z_{20}^2}\left[z_{20}^2-\frac{1}{4\pi^2}\frac{p_2\sigma_2}{\Theta_2}\right]=0.$$

В заключение нам надо еще проверить, удовлетворено ли также урав. (438b). Мы получаем после подстановки

$$\dot{B}_N\ [\varsigma_2\zeta_2+\varsigma_3\zeta_3+\ldots-\varsigma_2\zeta_2-\varsigma_3\zeta_3-\ldots]\overset{?}{=}0.$$

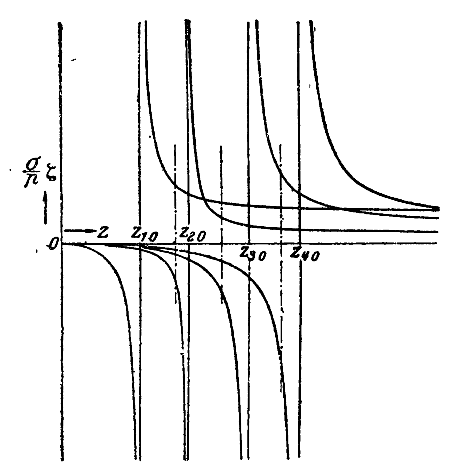
Тем самым мы подтвердили правильность решения.

Из урав. (439а) следует, что амплитуда колебания вектора сети, а значит и векторов всех машин бесконечно велика при конечном пертурбационном моменте, если соблюдено условие

$$\sum\varsigma\zeta=\varsigma_1\zeta_1+\varsigma_2\zeta_2+\varsigma_3\zeta_3+\ldots=0 \qquad (441a)$$

или

$$\frac{\sigma_1}{p_1}\frac{z^2}{z^2-z_{10}^2}+\frac{\sigma_2}{p_2}\frac{z^2}{z^2-z_{20}^2}+\frac{\sigma_3}{p_3}\frac{z^2}{z^2-z_{30}^2}+\ldots=0. \qquad (441b)$$



Фиг. 288. К решению урав. (441).

Корнями этого уравнения являются критические частоты колебаний системы n параллельно включенных машин. Оно является уравнением $(n-1)$-го порядка относительно z^2. Так как отрицательные корни z^2 не имеют значения, то уравнение дает $n-1$ значений критической частоты. Числовое решение этого уравнения уже очень сложно даже при $n=3$ и практически поэтому непригодно. Но весьма просто и наглядно графическое решение, исполненное на фиг. 288.

На этом чертеже отложены выражения $\frac{\sigma}{p}\frac{z_2}{z^2-z_0^2}$ для всех машин в зависимости от частоты z. Если расположить машины по их частотам собственных колебаний в такой ряд, чтобы машина с наименьшим числом собственных колебаний была снабжена индексом 1, а машина с наибольшим числом собственных колебаний — индексом n, как это сделано на чертеже для $n=4$, то между собственными частотами каждых двух следующих друг за другом в этом ряду машин заключено по одному

критическому числу колебаний. Следовательно, имеется $n-1$ критических значений z_k частоты z, при которых соблюдается условие резонанса по урав. (441b) (линии, показанные точками и черточками на фиг. 288). Ни одна из этих критических частот z_k не должна, следовательно, совпадать в одной и той же установке с частотою соответственной волны в кривой вращающего момента какой-либо машины. Когда какое-либо из критических чисел колебаний одной из n машин приближается к частоте пертурбационного момента качания, то сеть и все машины начинают колебаться, причем для каждой отдельной машины степень колебания определяется величиною ее коэфициента ξ, как это видно из урав. (439). Но одновременного выхода из синхронизма всех машин, вообще говоря, опасаться не приходится, потому что после выхода из синхронизма одной машины изменяется величина выражения

$$\sum\varsigma\zeta = \varsigma_1\zeta_1 + \varsigma_2\zeta_2 + \varsigma_3\zeta_3 + \ldots,$$

так что оно уже не равно нулю или, во всяком случае, очень малой величине.

Вблизи какого-либо одного из критических чисел колебаний величина $\sum\varsigma\zeta$ относительно мала. Поэтому формулы для колебаний полюсных колес можно еще несколько упростить. Урав. (439) принимает тогда на основании урав. (441a) вид

$$\dot{B}_{P_1} = \dot{B}_N\left(1 + \frac{\varsigma_2\zeta_2 + \varsigma_3\zeta_3 + \ldots}{\varsigma_1}\right) \approx (1-\zeta_1)\,\dot{B}_N, \tag{442a}$$

а поэтому

$$\dot{B}_{P_1} \approx -\xi_1\dot{B}_N. \tag{442b}$$

Таким образом, вблизи критической частоты можно вычислить механические колебания всех машин по простым формулам [см. урав. (439)]:

$$\left.\begin{aligned} \dot{B}_{P_1} &\approx -\xi_1\dot{B}_N, \\ \dot{B}_{P_2} &= -\xi_2\dot{B}_N, \\ \dot{B}_{P_3} &= -\xi_3\dot{B}_N, \\ &\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \tag{442}$$

В этом решении для n машин содержится, разумеется, рассмотренный в предыдущем параграфе, случай двух машин, как особый случай. Можно показать, что случай машины с неравномерным моментом, присоединенной к спокойной сети, также может быть выведен из общего решения. Для этого надо только допустить, что сумма мощностей машин 2, 3, 4, ... с равномерным вращающим моментом значительно перевешивает мощность машины 1. Тогда

$$\varsigma_2\zeta_2 + \varsigma_3\zeta_3 + \ldots \gg \varsigma_1\zeta_1; \tag{443a}$$

отсюда следует далее из урав. (439а)

$$\dot{B}_N = \dot{A}_1 \frac{\varsigma_1 \zeta_1}{\sum \varsigma\zeta} = 0 \tag{443b}$$

и из урав. (439)

$$\left.\begin{aligned} \dot{B}_{P_1} &= \dot{A}_1 \left[\frac{\varsigma_1 \zeta_1}{\sum \varsigma\zeta} + \zeta_1 \frac{\sum \varsigma\zeta - \varsigma_1\zeta_1}{\sum \varsigma\zeta} \right] = \dot{A}_1 \zeta_1, \\ \dot{B}_{P_1} &= \frac{\dot{M}}{-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_1}{p_1}} \frac{z^2}{z^2 - z_{10}^2} = \frac{\dot{M}}{\sigma_1 - 4\pi^2 z^2 \frac{\Theta_1}{p_1}}, \end{aligned}\right\} \tag{443c}$$

и, наконец, из урав. (441а) для критической частоты

$$\varsigma_1 \zeta_1 + \infty = 0, \tag{443d}$$

так что [см. урав. (439b)]

$$\zeta_1 = \infty, \ z = z_k = z_{10} \tag{443e}$$

Рассмотрим результаты общего решения проблемы n машин еще применительно к тому практически важному случаю, когда все агрегаты (включая первичные двигатели) одинаковы. Будем предполагать, что состояние нагрузки у всех машин одинаково. Тогда все упругие моменты, а значит и частоты собственных колебаний, тоже равны друг другу, так что

$$z_{10} = z_{20} = z_{30} = \ldots = z_0. \tag{444a}$$

Но в таком случае $n-1$ критических частот тоже все друг другу равны, а именно

$$z_k = z_0. \tag{444b}$$

Далее

$$\sum \varsigma\zeta = n\varsigma\zeta. \tag{444c}$$

Вектор колебания сети становится тогда равным по урав. (439а)

$$\dot{B}_N = \frac{\dot{M}}{-4\pi^2 z^2 \frac{n\Theta}{p}} \tag{444}$$

Следовательно, момент качания $\dot{M}$, действующий на одну машину, вызывает колебания сети, как при одиночно работающем генераторе, у которого момент инерции в n раз больше, чем у одной машины.

Допустим теперь, что все n машин работают при совпадающих по фазе кривошипах. Тогда все моменты качания одинаковой частоты совпадают по фазе, так же как и возбуждаемые этими моментами колебания. Эти последние можно, следовательно, суммировать алгебраически. Тогда результирующее колебание сети становится равным

$$\dot{B}_{Nr} = n\dot{B}_N = \frac{\dot{M}}{-4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}}. \tag{445a}$$

Для результирующего качания отдельных машин по урав. (439) получается

$$\dot{B}_{P_1r} = \dot{B}_N [1 + (n-1)\zeta - (n-1)\xi] = n\dot{B}_N = \dot{B}_{Nr}, \qquad (445b)$$

и

$$\dot{B}_{P_2} = \dot{B}_{P_3} = \ldots = \dot{B}_{Nr}. \qquad (445c)$$

Итак, относительно вектора сети колебания равны нулю. Под влиянием n моментов качания, машины действуют так же, как если бы одна из них работала в одиночку. Критической частоты в этом случае нет. Но этот благоприятный результат справедлив только при работе с совпадающими по фазе кривошипами.

Можно так произвести параллельное включение, чтобы кривошипы n машин были между собою смещены на $1/n$ периода. Тогда колебания, соответствующие отдельным моментам качания, смещены относительно друг друга по фазе на $1/n$ периода. В этом случае суперпозицию нужно произвести геометрически. Тогда результирующее колебание сети обращается в нуль,

$$\dot{B}_{Nr} = 0, \qquad (446a)$$

$$\dot{B}_{P_1r} = \dot{B}_N [1 + (n-1)\zeta + \xi] = n\zeta\dot{B}_N \qquad (446b)$$

или по величине

$$B_{P_1r} = B_{P_2r} = B_{P_3r} = \ldots = \frac{M}{4\pi^2 z^2 \frac{\Theta}{p}}\zeta. \qquad (446c)$$

Следовательно, отдельные машины колеблются так, как если бы они под влиянием момента качания M присоединены были к спокойной сети бесконечно большой мощности. Здесь возможен резонанс: при $z = z_0$ колебания возрастают до больших значений и машины выходят из синхронизма. Практически такой способ работы возможен, если частота моментов качания достаточно удалена от собственной частоты z_0; если же это последнее условие удовлетворено не в достаточной мере, то заслуживает предпочтения работа с совпадающими по фазе кривошипами. Руководясь аналогичными расчетами, можно далее показать, что, относительно, невыгодным является положение, при котором $n-1$ машин имеют совпадающие по фазе кривошипы, а одна машина — смещенный относительно них кривошип.

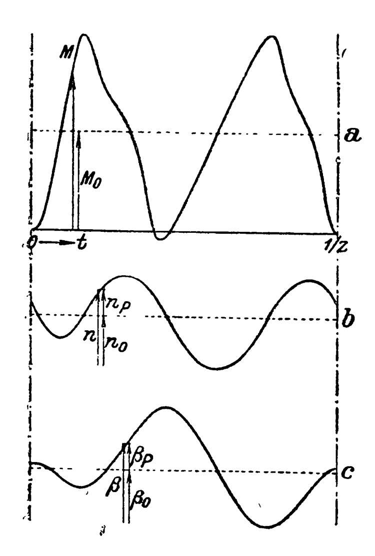
2. Машина, работающая в одиночку с неравномерным вращающим моментом.

а. Зависимость между измерением момента вращения, изменением число оборотов и углом качания. Рассмотрим теперь тот случай, когда сеть питается синхронным генератором, работающим в одиночку. Реакцией сети будем пока пренебрегать и для этого допустим, что сеть нечувствительна к периодическим колебаниям своей частоты (см. § с).

Неравномерный вращающий момент генератора влечет за собою и здесь периодические качания полюсного колеса, а они, в свою очередь, имеют следствием колебания напряжения на зажимах и частоты. Для мгновенного значения ЭДС, индуктируемой колеблющимся ротором мы можем написать

$$e = \sqrt{2}E\left(1 + \frac{1}{\omega}\frac{d\beta_p}{dt}\right)\sin(\omega t + \beta_p), \tag{447}$$

где β_p означает зависящий от времени угол качания. Сеть с теми свойствами, которые мы приписали ей выше, можно приближенно заменить постоянным кажущимся сопротивлением Z_N. Тогда легко видеть, что генераторная ЭДС по урав. (447) тоже будет вызывать колебания тока по величине и частоте. Эти колебания, по сравнению с рассмотренными выше, относительно безобидны. Разумеется, они не должны превосходить известной величины, что достигается надлежащим выбором момента инерции ротора машинного агрегата. Слишком сильные колебания имели бы, между прочим, то следствие, что нарушали бы равномерность света ламп накаливания или весьма затрудняли бы параллельное включение дополнительно вводимых в работу синхронных машин. Но во всяком случае связанные с ними колебания электрической мощности незначительны, а поэтому не представляется большою ошибкою при вычислении механических качаний полюсного колеса считать, что высшие гармонические соответственного момента только ускоряют и замедляют маховую массу машинного агрегата.



Фиг. 289а — с. Связь между моментом, числом оборотов и углом качания при чисто инерционном ускорении; M, n и β в функции от времени.

Так это и происходит, пока машина еще не нагружена.

Пусть кривая на фиг. 289а изображает изменение действующего на генератор вращающего момента на протяжении времени $1/z$ одного рабочего процесса. Напишем, как и раньше, для этого момента выражение:

$$M = M_0 + M_p(t), \tag{448}$$

причем M_0 пусть означает постоянное, соответствующее нагрузке значение, а $M_p(t)$ периодически изменяющуюся во времени часть. Время периода равно $1/z$, следовательно

$$M_p(t) = M_p\left(\left(t + \frac{1}{z}\right)\right). \tag{448a}$$

Под воздействием этого момента число оборотов

$$n = n_0 + n_p(t) \tag{449a}$$

также слагается из основного значения n_0 и колебаний высшего порядка $n_p(t)$. Изменение функции $n_p(t)$ вычисляется по основному уравнению динамики

$$M_p(t) = 2\pi \frac{dn_p(t)}{dt} \Theta. \tag{449b}$$

и равно

$$n_p(t) = \frac{1}{2\pi\theta} \int M_p(t)\, dt. \tag{449}$$

Вследствие колебаний числа оборотов угол β между $\dot{U}$ и $\dot{E}$ в векторной диаграмме тоже не постоянен, а составляется из основного значения β_0 и изменяющегося во времени угла качания $\beta_p(t)$,

$$\beta = \beta_0 + \beta_p(t). \tag{450a}$$

Под углом $\frac{1}{p}\beta_p(t)$ можно также понимать угловое отклонение полюсного колеса от положения, которое оно занимало бы каждый момент, если бы вращалось с равномерною скоростью n_0. Поэтому

$$\beta_p(t) = 2\pi p \int n_p(t)\, dt. \tag{450}$$

На фиг. 289b и с показано изменение n и β, полученное согласно урав. (449) и (450) посредством интегрирования предшествующих кривых.

b. Степень неравномерности, момент инерции и амплитуда угла качания. Для дальнейшего изучения процессов введем понятие о степени неравномерности. Под этим термином мы будем понимать выражение

$$\delta = \frac{n_1 - n_2}{n_0}, \tag{451}$$

где n_1 и n_2 — наибольшее и наименьшее числа оборотов, возникающие во время рабочего процесса, а

$$n_0 = z \int_0^{\frac{1}{z}} n\, dt \tag{451a}$$

— среднее число оборотов.

Рассмотрим теперь в кривой вращающего момента отдельную гармонику, частота которой пусть равна νz. Иными словами мы полагаем

$$M = M_0 + M_\nu \cos(\nu 2\pi z t + \varphi_\nu). \tag{452}$$

При этом простом допущении изменение числа оборотов по урав. (449) и 449a) дается выражением

$$n = n_0 + N_\nu \sin(\nu 2\pi z t + \varphi_\nu) \tag{453}$$

с амплитудою

$$N_\nu = \frac{M_\nu}{4\pi^2 \nu z \Theta}. \tag{453a}$$

Угол β по урав. (450) и (450а) равен

$$\beta = \beta_0 + B_\nu \cos(\nu 2\pi z t + \varphi_\nu) \tag{454}$$

с амплитудою

$$B_\nu = -\frac{pN_\nu}{\nu z} = -\frac{pM_\nu}{(2\pi\nu z)^2 \Theta}. \tag{454a}$$

Это последнее соотношение нам уже известно из § 1b [урав. (413″)]. Введя степень неравномерности

$$\delta_\nu = \frac{n_{\nu 1} - n_{\nu 2}}{n_0} = \frac{2N_\nu}{n_0}, \tag{455a}$$

мы получаем из урав. (454а)

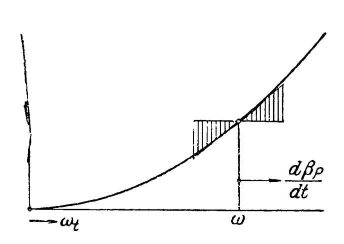
$$B_\nu = -\frac{pn_0}{2\nu z}\delta_\nu, \tag{455}$$

а отсюда следует, что степень неравномерности, в сущности, представляет собою только другую меру для амплитуды качания B_ν. Наконец, из урав. (454а) мы получаем

$$\Theta = \frac{pM_\nu}{(2\pi\nu z)^2 B_\nu} = \frac{M_\nu}{2\pi^2 \nu z n_0}\frac{1}{\delta_\nu}. \tag{456}$$

По этой формуле можно при заданном моменте качания M_ν и допущенном угле качания B_ν или допущенной степени неравномерности δ_ν вычислить необходимый момент инерции.

с. Реакция сети на генератор, работающий в одиночку. До сих пор мы предполагали, что отдельные гармоники момента должны ускорять маховые массы. Пока машина еще работает вхолостую это предположение отвечает действительности; при нагрузке же оно справедливо только с известным приближением. Теперь мы исследуем влияние нагрузки сети точнее, имея при этом в виду тот простой случай, когда нагрузка слагается из обыкновенных активных и реактивных сопротивлений. Машин с вращающимися массами, таким образом, в сети не имеется. Для простоты будем считать кажущееся сопротивление Z_N независимым от частоты.



Фиг. 290. Мощность сети в зависимости от угловой скорости.

Когда мы изменяем число оборотов нашего генератора при постоянном возбуждении, то и напряжение на зажимах изменяется приблизительно пропорционально круговой частоте, а поглощаемая полным сопротивлением сети Z_N мощность P изменяется примерно по параболе. На фиг. 290 представлена поглощаемая сетью мощность в зависимости от круговой частоты генератора ω_t. Проведем касательную к этой кривой в той точке, которая соответствует средней синхронной круговой

частоте ω. Добавочная мощность сети, обусловленная скоростью качания $\frac{d\beta_P}{dt}$, равна тогда $\left[\frac{dP}{d\omega_t}\right]_\omega \frac{d\beta_P}{dt}$. Если мы положим

$$\left[\frac{dP}{d\omega_t}\right]_\omega \frac{d\beta_P}{dt} = \omega\Delta_N \frac{d\beta_P}{dt}, \tag{457a}$$

то уравнение движения для полюсного колеса будет иметь вид:

$$\frac{\Theta}{p}\frac{d^2\beta_P}{dt^2} + \Delta_N \frac{d\beta_P}{dt} = M\cos(2\pi zt + \varphi). \tag{457b}$$

Мы видим, что сеть реагирует на колебания полюсного колеса успокоительно. Для амплитуды угла качания получается при сравнении с урав. (412) и (413)

$$B_P = \frac{1}{2\pi z}\frac{M}{\sqrt{\Delta^2_N + \left(2\pi z\frac{\Theta}{p}\right)^2}}. \tag{457}$$

Вычисления показывают, что влияние сети, вообще говоря, невелико. Поэтому мы подробнее исследовать его не будем.

3. Свободные (самовозбуждающиеся) колебания при параллельной работе.

При качании синхронных машин вследствие неравномерного вращающего момента мы имеем дело с вынужденными колебаниями, которые обусловлены определенными отдельными гармониками в кривой момента вращения первичных двигателей. Величина качания пропорциональна амплитуде отдельной гармоники и частота качания соответствует частоте отдельной гармоники. Но синхронная машина, присоединенная к сети с неизменным напряжением, способна также и к свободным колебаниям. В § F 2 е мы нашли комплексную круговую частоту этих собственных колебаний и убедились, что они затухают при наличии демпферной обмотки или же под воздействием вихревых токов в массивных полюсных наконечниках. Применительно к идеализированной машине без демпферной обмотки и без массивного железа вычисление показало бы, что однажды возбужденные колебания не затухают, то-есть, продолжаются с постоянною амплитудой. Однако, расчет отнюдь не дает оснований предполагать, что колебания могут сами по себе возрастать. В этом случае коэфициент затухания ρ_0 [урав. (331a)], а значит, и постоянная Δ в урав. (329) должны были бы иметь отрицательное значение.

Между тем на практике очень часто наблюдается, что при известных условиях синхронные машины без всякого внешнего побуждения начинают качаться. Эти качания часто возрастают до значительной величины и становятся затем стационарными с неизменною амплитудой. Вообще говоря, они не влекут за собою выхода машины из синхронизма. Очень давно уже установлено было, что большое активное сопротивление в цепи якоря благоприятствует возникновению этих

самовозбуждающихся колебаний. Больше того, можно, вообще говоря, каждую синхронную машину без демпферной обмотки вынудить к колебаниям, включив перед нею активное сопротивление. Далее обнаружено было, что сильное возбуждение, какое необходимо машине для генерирования реактивной мощности, и небольшая частота, с какою мы встречаемся в случае применения синхронных машин в каскадных схемах с асинхронными, способны вызывать эти качания.

Очевидно, в той предпосылке, которая лежит в основе вычисления частоты собственных колебаний, согласно § F 2 e, мы пренебрегли каким-то обстоятельством, пренебрегать которым не всегда допустимо, и по этой причине результат вычислений не объясняет только что указанных явлений. Как оказывается, мы не приняли во внимание того обстоятельства, что ЭДС полюсного колеса, уже начавшего качаться, перестает быть неизменною и зависит от скорости качания.

В Германии проблему эту изучали В а г н е р (K. W. Wagner [Л109]), Д р е й ф у с [Л110 и 111], Р о г о в с к и й (Rogowski [Л112]) и недавно Б ё д е ф е л ь д (Bödefeld [Л114]). Мы исследуем аналитически возникновение самовозбуждающихся колебаний на основе позднейшей работы Д р е й ф у с а.

Рассмотрим сначала н е к а ч а ю щ у ю с я машину. Для равновесия напряжений в якоре мы имеем тогда известное соотношение

$$\dot{U} = -(R_1 + jX_1)\dot{I} + \dot{E}. \tag{458a}$$

Умножив обе части по типу внутреннего произведения на $\dot{I}$, мы получаем баланс мощностей

$$UI\cos\varphi = -R_1 I^2 + (\dot{E}\dot{I}) \tag{458b}$$

и отсюда момент вращения

$$M = \frac{m}{2\pi n}(\dot{E}\dot{I}). \tag{458}$$

Положив

$$\dot{I} = \dot{I}_U + \dot{I}_F, \tag{459}$$

причем

$$\dot{I}_U = -\frac{\dot{U}}{R_1 + jX_1} = -\frac{\dot{U}}{Z_1(\sin\rho + j\cos\rho)} =$$

$$= -\frac{\dot{U}}{Z_1}(\sin\rho - j\cos\rho) \tag{459a}$$

и

$$\dot{I}_F = \frac{\dot{E}}{R_1 + jX_1} = \frac{\dot{E}}{Z_1}(\sin\rho - j\cos\rho), \tag{459b}$$

мы тем самым разложили якорный ток на две составляющие, из которых первую мы можем считать обусловленную одним только напряжением на зажимах $\dot{U}$, а вторую — одною только ЭДС полюсного колеса $\dot{E}$.

Введя урав. (459) в урав. (458), мы получаем

$$M=\frac{m}{2\pi n}[(\dot{E}\dot{I}_U)+(\dot{E}\dot{I}_F)]. \tag{460}$$

С помощью урав. (459a и b), мы получаем, вычислив оба внутренних произведения (см. фиг. 291):

$$M=\frac{m}{2\pi n}\left[\frac{EU}{Z_1}\sin(\beta-\rho)+\frac{E^2}{Z_1}\sin\rho\right]. \tag{460a}$$

Это выражение для момента некачающейся машины мы уже получили несколько иным путем в § F 2 d [урав. (325)].

Теперь предположим, что от какого-нибудь импульса машина уже начала качаться. В этом случае полюсное колесо индуктирует уже не ЭДС $E=X_{1h}I_E'$, а ЭДС

$$E_F=E\frac{\omega+\frac{d\beta_P}{dt}}{\omega}, \tag{461}$$

если $d\beta_P/dt$ означает скорость качания, приведенную к электрическим градусам. Если мы положим

$$-\frac{\frac{d\beta_P}{dt}}{\omega}=s, \tag{461a}$$

Фиг. 291. Взаимное положение различных векторов.

то величина индуктируемой ЭДС будет равна, $E(1-s)$, а ее круговая частота равна $\omega(1-s)$. Но здесь „скольжение" s не постоянно, как при работе асинхронной машины, а изменяется во времени синусоидально.

Мгновенное число оборотов равно $n(1-s)$.

Наше общее уравнение (460) для момента имеет теперь вид:

$$\left.\begin{aligned}M&=\frac{m}{2\pi n(1-s)}\left[\left(\dot{E}(1-s)\dot{I}_U\right)+\left(\dot{E}(1-s)\dot{I}'_F\right)\right]=\\&=\frac{m}{2\pi n}\left[\left(\dot{E}\dot{I}_U\right)+\left(\dot{E}\dot{I}'_F\right)\right].\end{aligned}\right\} \tag{462}$$

Составляющая тока $\dot{I}_U$ такова же, как прежде, зато та составляющая тока, которая обусловлена ЭДС-ой полюсного колеса, уже не имеет указываемого уравнением (459b) значения, а равна

$$\dot{I}_F'=\frac{\dot{E}(1-s)}{R_1+jX_1(1-s)}. \tag{462a}$$

Преобразовываем правую часть с помощью комплексной величины, сопряженной с знаменателем, и пренебрегаем членом с s^2:

$$\dot{I}'_F=\left[\frac{\dot{E}}{R_1^2+X_1^2(1-2s)}-\frac{\dot{E}s}{R_1^2+X_1^2(1-2s)}\right]\left(R_1-jX_1(1-s)\right) \tag{462b}$$

Оба выражения, взятые в прямоугольные скобки, мы разлагаем в ряд Тайлора

$$f(x+h)=f(x)+f'(x)\,h+\ldots, \qquad (463a)$$

причем полагаем

$$x=R_1^2+X_1^2=Z_1^2 \quad \text{и} \quad h=-2sX_1^2 \qquad (463b \text{ и } c)$$

и получаем, снова опустив члены с s^2,

$$\dot{I}'_F=\left[\frac{\dot{E}}{Z_1^2}+\frac{2sX_1^2\dot{E}}{Z_1^4}-\frac{s\dot{E}}{Z_1^2}\right]\left(R_1-jX_1(1-s)\right) \qquad (463d)$$

или

$$\dot{I}'_F=\frac{\dot{E}}{Z_1^2}\left[1+s\frac{X_1^2-R_1^2}{Z_1^2}\right]\left(R_1-jX_1(1-s)\right). \qquad (463)$$

Это выражение для $\dot{I}'_F$ у качающейся машины мы должны теперь ввести во второе внутреннее произведение урав. (462). Первое внутреннее произведение остается прежним [см. уравнение (460a)]. Мы получаем при этом

$$\left(\dot{E}\,\dot{I}'_F\right)=\frac{E^2}{Z_1^2}R_1+\frac{E^2}{Z_1^2}\,\frac{X_1^2-R_1^2}{Z_1^2}\,R_1 s \qquad (464a)$$

или

$$\left.\begin{aligned}\left(\dot{E}\,\dot{I}'_F\right)&=\frac{E^2}{Z_1}\sin\rho+\frac{E^2}{X_1}(\cos^2\rho-\sin^2\rho)\sin\rho\cos\rho\, s=\\&=\frac{E^2}{Z_1}\sin\rho+\frac{E^2}{X_1}\,\frac{\sin 4\rho}{4}s.\end{aligned}\right\} \qquad (464b)$$

Таким образом, по урав. (462) для упругого момента качающейся синхронной машины получается выражение

$$M=\frac{m}{2\pi n}\left[\frac{EU}{Z_1}\sin(\beta-\rho)+\frac{E^2}{Z_1}\sin\rho-\frac{E^2}{X_1}\,\frac{\sin 4\rho}{4}\,\frac{1}{\omega}\,\frac{d\beta_P}{dt}\right]. \qquad (465)$$

Первые два члена имеются и у некачающейся машины. Третий член прибавляется для качающейся. Он имеет вид

$$-\Delta'\frac{d\beta_P}{dt}, \qquad (465a)$$

причем величина

$$\Delta'=\frac{m}{2\pi n\omega}\,\frac{E^2}{X_1}\,\frac{\sin 4\rho}{4}=\frac{pm}{\omega^3}\,\frac{E^2}{L_1}\,\frac{\sin 4\rho}{4} \qquad (465b)$$

положительна, пока $\rho=\operatorname{arctg}\frac{R_1}{X_1}<\frac{\pi}{4}$. Мы можем в уравнении движения полюсного колеса составить из момента $-\Delta'\frac{d\beta_P}{dt}$ и члена затухания $\Delta\frac{d\beta_P}{dt}$ общий результирующий член затухания

$$M_\Delta=(\Delta-\Delta')\frac{d\beta_P}{dt}. \qquad (465c)$$

Если при определенных условиях $\Delta - \Delta'$ становится отрицательным ($\Delta' > \Delta$), то машина при малейшем импульсе, которого на практике, конечно, нельзя избежать, сама создаст свои колебания. Рассматривая формулу (465b), мы убеждаемся в наличии тех условий, которые, как указывалось вначале, благоприятствуют этим качаниям, а именно: 1) большого активного сопротивления ($\sin 4\rho$), 2) сильного возбуждения (E^2), 3) малой частоты ($1/\omega^3$).

Большое активное сопротивление в цепи якоря часто возникает благодаря тому, что синхронные машины питаются при посредстве длинных проводов недостаточного сечения. К активному сопротивлению якорной обмотки надо причислить активное сопротивление проводов до того места, в котором вектор напряжения сети может считаться неизменным.

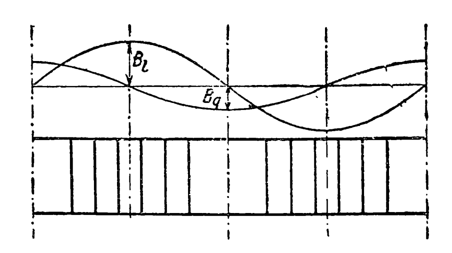
По этому поводу укажем на то известное явление, что часто у синхронной машины не удается довести коэфициент мощности до единицы посредством регулировки возбуждения. При холостом ходе машины наилучший коэфициент мощности, какого можно добиться, зачастую поразительно низок. Это наблюдение раньше пытались объяснить расхождением между кривыми напряжения сети и машины и возникающими вследствие этого добавочными токами повышенной частоты, но Сарферт (Л 92, стр. 32) показал, что это объяснение в очень многих случаях недостаточно. Из V-образных кривых, снятых попарно при одних и тех же условиях, но в первый раз при равномерном, а во второй раз при неравномерном вращающем моменте, видно, что при одинаковом возбуждении эффективное значение якорного тока у качающейся машины гораздо выше, чем у не качающейся. Качания для этого не обязательно должны быть вынужденными; свободные качания того рода, о котором мы говорили в этом параграфе, также должны оказывать влияние на этот факт. Можно с достаточной уверенностью утверждать, что когда коэфициент мощности не удается довести до единицы, то причина этого вернее всего заключается в качаниях. Впрочем, это часто могут быть качания незначительной амплитуды, в остальном безвредные для работы и почти не отражающиеся на показаниях приборов, вследствие их инерции и успокоения.

4. Расчет демпферных обмоток.

Исследуя явление качания, мы выразили тормозящее действие токов в демпферной обмотке посредством члена $\Delta \frac{d\beta_P}{dt}$ в основном диференциальном уравнении, но не обосновали этого в полной мере. Теперь перед нами стоит задача доказать справедливость этого допущения и, кроме того, показать, как вычислить величину Δ по конструктивным данным демпферной обмотки. При этом мы главным образом будем руководиться работами Лившица [Л 99] и иметь в виду машину с явно выраженными полюсами, потому что на практике только такие машины приводятся или нагружаются неравномерно. Демпферную обмотку мы тоже не будем особенно идеализировать, а приведем вычисление в соответствие с практически применяемой конструкцией. Она в развернутом виде представлена на фиг. 292. По отношению к продольной оси (оси обмотки возбуждения) и к поперечной оси она сим-

метрична. Впрочем, мы скоро убедимся, что решение проблемы содержит в себе, — в виде особого и легко различимого особого случая, — случай идеальной машины вращающегося поля.

а. Общий момент электромагнитного происхождения у качающейся машины с явно выраженными полюсами и демпферной обмоткою. В виду особого характера этой проблемы мы не станем обращаться к комплексному анализу, а будем основывать расчет на мгновенных значениях. Рассмотрим сперва устройство, представленное на фиг. 293. Допустим при этом, что демпферная обмотка состоит из двух короткозамкнутых катушек с различным исполнением по продольной и поперечной оси. Обмотку возбуждения, которая тоже производит намагничивание по продольной оси, мы будем считать свободною от колебаний, то-есть пренебрежем пульсациями, возникающими и в цепи возбуждения при качании полюсного колеса. Начнем с одного упрощения, которое не слишком отражается на результате, а именно будем считать, что ЭДС E_r результирующего потока Φ_r пропорциональна напряжению на зажимах U, и напишем



Фиг. 292. Положение демпферной обмотки у машины с явно выраженными полюсами относительно продольного и поперечного полей.

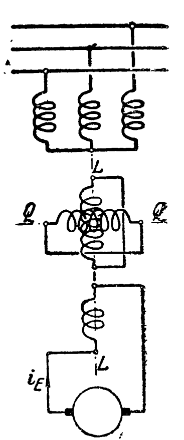
$$E_r = kU. \tag{466}$$

При этом k для определенного среднего состояния нагрузки (β_0) является величиной постоянной, которую легко определить по диаграмме напряжений. Для перевозбужденной машины (двигателя или генератора) k несколько больше 1. Если пренебречь R_1 и $X_{1\sigma}$, то $k = 1$.

Результирующий поток на пути главных силовых линий

$$\Phi_r = \frac{\sqrt{2}kU}{\omega w_1 \xi_1} \tag{467}$$

практически постоянен. Его возбуждают совместно токи в якорной обмотке, обмотке возбуждения и демпферной обмотке. Мы полагаем, что он распределен синусоидально и разлагаем его на перпендикулярные друг к другу составляющие



Фиг. 293. Схема обмоток к расчету.

$$\Phi^2_r = \Phi^2_l + \Phi^2_q \tag{468}$$

по продольной и по поперечной оси. Пренебрегая небольшим углом между $\dot{E}_r$ и $\dot{U}$, имеем

$$\Phi_l = \Phi_r \cos\beta, \tag{468a}$$

$$\Phi_q = \Phi_r \sin\beta. \tag{468b}$$

Φ_l и Φ_q неподвижны относительно полюсов, но при качаниях величины их колеблются.

Демпферную обмотку мы изобразили в виде двух отдельных короткозамкнутых обмоток по продольной и по поперечной оси. Будем отмечать их величины индексами l и q. Тогда равновесие напряжений выражается следующими уравнениями:

$$R_l i_l + L_{l\sigma}\frac{di_l}{dt} + W_l\frac{d\Phi_l}{dt} = 0, \tag{469a}$$

$$R_q i_q + L_{q\sigma}\frac{di_q}{dt} = W_q\frac{d\Phi_q}{dt} = 0, \tag{469b}$$

в которых введены сокращенные обозначения

$$W_l = w_l\xi_l \quad \text{и} \quad W_q = w_q\xi_q. \tag{469c и d}$$

$L_{l\sigma}$ и $L_{q\sigma}$ — индуктивности рассеяния демпферной обмотки. Мы подставляем Φ_l и Φ_q по урав. (468a и b) и получаем

$$R_l i_l + L_{l\sigma}\frac{di_l}{dt} - W_l\Phi_r\sin\beta\cdot\frac{d\beta}{dt} = 0, \tag{470a}$$

$$R_q i_q + L_{q\sigma}\frac{di_q}{dt} + W_q\Phi_r\cos\beta\cdot\frac{d\beta}{dt} = 0. \tag{470b}$$

Из

$$\beta = \beta_0 + \beta_P = \beta_0 + B_P\sin\nu t, \tag{471a}$$

где для сокращения положено

$$\nu = 2\pi z, \tag{471b}$$

следует

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{d\beta_P}{dt} = \nu B_P\cos\nu t. \tag{471c}$$

При не слишком больших амплитудах качания можно положить

$$\sin\beta_P = \beta_P, \quad \cos\beta_P = 1; \tag{472a и b}$$

тогда имеем

$$\sin\beta = \sin(\beta_0 + \beta_P) = \sin\beta_0 + \cos\beta_0 B_P\sin\nu t \tag{473a}$$

$$\cos\beta = \cos(\beta_0 + \beta_P) = \cos\beta_0 - \sin\beta_0 B_P\sin\nu t. \tag{473b}$$

После подстановки этих приближенных значений в урав. (470a и b) получается

$$R_l i_l + L_{l\sigma}\frac{di_l}{dt} = W_l\Phi_r\nu B_P\left[\sin\beta_0\cos\nu t + \frac{B_P}{2}\cos\beta_0\sin 2\nu t\right], \tag{474a}$$

$$R_q i_q + L_{q\sigma}\frac{di_q}{dt} = -W_q\Phi_r\nu B_P\left[\cos\beta_0\cos\nu t - \frac{B_P}{2}\sin\beta_0\sin 2\nu t\right]. \tag{474b}$$

На правой стороне каждого из этих уравнений фигурирует сумма одной ЭДС с частотою $z = \nu/2\pi$ и другой — с частотою $2z = 2\nu/2\pi$. Следовательно, в фазах демпферной обмотки, вследствие качания, одновременно циркулируют токи с частотою z и $2z$. Но так как мы ограничиваемся случаем небольших амплитуд качания B_P, то ток с частотою $2z$ гораздо слабее другого, и мы можем им поэтому пренебречь. Тогда в правой части урав. (474a и b) остается только одна ЭДС с круговой частотой ν, которая приложена к последовательно соединенным R_l и $L_{l\sigma}$ и соответственно R_q и $L_{q\sigma}$.

Введя сокращенные обозначения

$$R_l^2 + \nu^2 L_{l\sigma}^2 = Z_{l\sigma}^2, \quad R_q^2 + \nu^2 L_{q\sigma}^2 = Z_{q\sigma}^2, \tag{475a и b}$$

мы получаем

$$\left.\begin{aligned} i_l &= \frac{W_l \Phi_r \nu B_P \sin\beta_0}{Z_{l\sigma}} \cos(\nu t - \varphi_l), \\ i_q &= -\frac{W_q \Phi_r \nu B_P \cos\beta_0}{Z_{q\sigma}} \cos(\nu t - \varphi_q), \end{aligned}\right\} \tag{475c и d}$$

где

$$\varphi_l = \operatorname{arc\,tg} \frac{\nu L_{l\sigma}}{R_l} \quad \text{и} \quad \varphi_q = \operatorname{arc\,tg} \frac{\nu L_{q\sigma}}{R_q}. \tag{475e и f}$$

Если разложить i_l и i_q на их активные и реактивные составляющие, то

$$i_l = W_l \Phi_r \nu B_P \sin\beta_0 \left(\frac{R_l}{Z_{l\sigma}^2} \cos\nu t + \frac{\nu L_{l\sigma}}{Z_{l\sigma}^2} \sin\nu t \right), \tag{476a}$$

$$i_q = -W_q \Phi_r \nu B_P \cos\beta_0 \left(\frac{R_q}{Z_{q\sigma}^2} \cos\nu t + \frac{\nu L_{q\sigma}}{Z_{q\sigma}^2} \sin\nu t \right). \tag{476b}$$

Для среднего вращающего момента однофазной машины ($m = 1$), якорная обмотка содержит w последовательно соединенных витков и имеет обмоточный коэфициент ξ, мы получаем согласно урав. (185) тома I при синусоидально распределенной нормальной составляющей индукции на окружности якоря ($\xi_E = \pi/2\sqrt{2}$) и совпадающих по фазе ЭДС и токе (волны индукции и линейной нагрузки совпадают по фазе, (см. фиг. 41c)

$$M_m = p\Phi\xi w \frac{I}{\sqrt{2}}, \tag{477a}$$

а для максимального значения вращающего момента

$$M_{\max} = p\Phi\xi w \sqrt{2}\, I. \tag{477b}$$

Для мгновенного значения вращающего момента при неизменном потоке Φ получается следовательно

$$M = p\Phi\xi w i. \tag{477}$$

Мы разлагаем вращающуюся синусоидально распределенную волну тока якоря на две составляющие i' и i'' в направлении продольной

и в направлении поперечной оси полюсного колеса (см. также фиг. 45a и b). Эти волны тока перемещаются вместе с полюсным колесом и, следовательно, находятся в покое относительно потоков Φ_l и Φ_q. При свободном от качаний синхронном ходе их значения неизменны, при качаниях же колеблются с частотою качаний, но не изменяют своего положения относительно полюсного колеса, совершенно так же, как потоки Φ_l и Φ_q.

Для вращающего момента мы получаем тогда

$$M = pW_1(\Phi_l i'' - \Phi_q i'), \tag{478}$$

где для сокращения положено

$$W_1 = \xi_1 w_1. \tag{478a}$$

Потоки Φ_l и Φ_q возбуждаются токами в якорной обмотке, в обмотке возбуждения и в демпферной обмотке совместно. Поэтому при прямолинейной характеристике мы можем написать

$$\Phi_l = C_E i_E + C_l i_l + C' i', \tag{479a}$$

$$\Phi_q = C_q i_q + C'' i'' \tag{479b}$$

и получаем отсюда

$$i' = \frac{\Phi_l}{C'} - \frac{C_E}{C'} i_E - \frac{C_l}{C'} i_l = \frac{\Phi_l}{C'} - \frac{W_E}{W_1} i_E - \frac{W_l}{W_1} i_l, \tag{480a}$$

$$i'' = \frac{\Phi_q}{C'} - \frac{C_q}{C''} i_q = \frac{\Phi_q}{C''} - \frac{W_q}{W_1} i_q. \tag{480b}$$

После подстановки этих выражений для i' и i'' в урав. (478), момент M оказывается равным

$$M = pW_1\left[\frac{W_E}{W_1} i_E \Phi_q + \left(\frac{1}{C''} - \frac{1}{C'}\right)\Phi_l\Phi_q + \frac{W_l}{W_1} i_l \Phi_q - \frac{W_q}{W_1} i_q \Phi_l\right] \tag{481}$$

Для потоков Φ_l и Φ_q мы получаем по урав. (468a и b) и (473a и b)

$$\Phi_l = \Phi_r(\cos\beta_0 - \beta_P \sin\beta_0), \tag{481a}$$

$$\Phi_q = \Phi_r(\sin\beta_0 + \beta_P \cos\beta_0). \tag{481b}$$

Эти потоки и токи i_l и i_q по урав. (476a и b) мы подставляем в урав. (481) и при вычислении опускаем члены с β_P^2 и $\beta_P B_P$, которые ничтожно малы. Тогда мы получаем общий момент электромагнитного происхождения,

$$M = M_0 + M_P + \Delta\frac{d\beta_P}{dt}, \tag{482}$$

как сумму выражений, из которых каждое отдельное имеет ясный физический смысл. Мы рассмотрим их по порядку.

Момент полезной нагрузки

$$M_0 = p\,\Phi_r\,W_E i_E \sin\beta_0 + p\,\Phi_r^2\,W_1\left(\frac{1}{C''} - \frac{1}{C'}\right)\frac{\sin 2\beta_0}{2} \tag{482a}$$

не зависит от β_P. Первое слагаемое выражает собою главную часть момента, при помощи которой синхронная машина совершает полезную работу. Оно соответствует первому члену урав. (334) в § F 3a, которое составлено было для идеальной машины вращающегося поля. Второе слагаемое, которое не зависит от тока возбуждения, выражает собою реактивный момент вследствие магнитной неравноценности продольной и поперечной осей. Оно соответствует второму члену урав. (334) в § F 3 a.

Упругий момент

$$\left.\begin{aligned} M_P = p\,\Phi_r\,W_E i_E \cos\beta_0 \cdot \beta_P + p\,\Phi_r^2\,W_1\left(\frac{1}{C''} - \frac{1}{C'}\right)\cos 2\beta_0 \cdot \beta_P + \\ + p\,\Phi_r^2\,\nu\left(W_l^2\frac{\nu L_{l\sigma}}{Z_{l\sigma}^2}\sin^2\beta_0 + W_q^2\frac{\nu L_{q\sigma}}{Z_{q\sigma}^2}\cos^2\beta_0\right)\cdot\beta_P \end{aligned}\right\} \tag{482b}$$

пропорционален углу β_P. Первое слагаемое соответствует урав. (327) в § F 2 d, второе присоединяется вследствие того, что машины имеют явно выраженные полюса. Третье слагаемое указывает, что и демпферная обмотка участвует в образовании упругого момента, чего нельзя было предвидеть. Доля ее участия главным образом определяется индуктивностями рассеяния $L_{l\sigma}$ и $L_{q\sigma}$

Момент успокоения

$$\Delta\frac{d\beta_P}{dt} = p\,\Phi_r^2\left(W_l^2\frac{R_l}{Z_{l\sigma}^2}\sin^2\beta_0 + W_q^2\frac{R_q}{Z_{q\sigma}^2}\cos^2\beta_0\right)\cdot\frac{d\beta_P}{dt} \tag{482c}$$

пропорционален изменению угла качания во времени. Это уравнение вместе с дальнейшими его модификациями является главною целью исследования. Момент успокоения состоит из двух частей: из обусловленной продольным полем и из обусловленной поперечным полем. Вывод выражения для $\Delta\frac{d\beta_P}{dt}$ относится в первую очередь к схематической форме двух под прямым углом друг к другу находящихся короткозамкнутых обмоток с различными свойствами (w, ξ, R, L_σ). Теперь нам надо показать, как ведется на основе урав. (482c) расчет в различных случаях успокоения. Мы начнем при этом не с практически важного устройства, а с простых случаев.

b. Совершенная клеткообразная обмотка. Пусть демпферная обмотка вполне соответствует беличьему колесу асинхронного двигателя; длина воздушного промежутка вдоль окружности якоря неизменна. Мы преобразуем урав. (482c) для симметричной, короткозамкнутой двухфазной обмотки, положив для постоянных одной фазы

$$R_l = R_q = R, \quad L_{l\sigma} = L_{q\sigma} = L_\sigma, \quad W_l = W_q = W, \tag{483a—c}$$

и пересчитаем сопротивления двухфазной обмотки по урав. (75d и e) на клеткообразную обмотку с сопротивлениями R_S и $Z_{S\sigma}$ в одном из N стержней, положив $m_1 = 2$, $w_1 \xi_1 = W$,

$$m_2 = N, \quad w_2 = \frac{1}{2} \quad \text{и} \quad \xi_2 = 1.$$

Тогда для вычисления Δ получается упрощенное выражение

$$\Delta = p\Phi_r^2 W^2 \frac{R}{Z_\sigma^2} = p\Phi_r^2 \frac{N}{8} \frac{R_S}{Z_{S\sigma}^2} \qquad (483)$$

В этом случае Δ является абсолютной постоянной, иными словами — оно не зависит даже от среднего состояния нагрузки (β_0).

Момент успокоения определяется только величиною активного сопротивления и кажущегося сопротивления рассеяния. Чтобы получилось большое Δ, нужно, следовательно, сделать малым активное сопротивление R, то-есть достаточно большим — вес меди демпферной обмотки. Но для R существует критическое значение

$$R_{kr} = \nu L_\sigma, \qquad (483')$$

при котором Δ имеет максимум. Если R сделать еще меньше, то-есть взять еще больше вес меди, то Δ снова понизится. При $R = 0$, Δ тоже обращается в нуль. Если пренебречь рассеянием ($L_\sigma = 0$), то для малых R получились бы совершенно неверные результаты.

Для эффективных значений токов в обеих фазах получается по урав. (475c и d)

$$I_l = \frac{W\Phi_r \nu B_P \sin\beta_0}{\sqrt{2} Z_\sigma}, \qquad (484a)$$

$$I_q = \frac{W\Phi_r \nu B_P \cos\beta_0}{\sqrt{2} Z_\sigma}. \qquad (484b)$$

Они не одинаковы, отношение между ними зависит от среднего состояния нагрузки. В этом снова проявляется различие между воздействиями на многофазную обмотку качающегося с круговой частотою ν и просто вращающегося полюсного колеса.

Среднее количество джоулева тепла во всей демпферной обмотке равно

$$Q_\Delta = (W\Phi_r \nu B_P)^2 \frac{R}{2Z_\sigma^2} \qquad (485a)$$

или

$$Q_\Delta = \frac{1}{2} \nu^2 B_P^2 \frac{\Delta}{p}, \qquad (485b)$$

что совпадает с урав. (421) § 16.

c. Успокоительное действие обмотки возбуждения. Если особая демпферная обмотка отсутствует (обычно у старых машин и машин малой мощности), то подставляя в урав. (482c)

$$W_l = W_E, \quad W_q = 0, \qquad (486a—c)$$

$$R_l = R_E, \quad Z_{l\sigma} = Z_{E\sigma} \qquad (486d \text{ и } e)$$

мы получим

$$\Delta = p\Phi_r^2 W_E^2 \frac{R_E}{Z_{E\sigma}^2}\sin^2\beta_0. \tag{486}$$

В R_E и $Z_{E\sigma}$ содержатся, разумеется, еще и сопротивления источника постоянного тока (возбудитель, батарея). Мы видим, что успокоение, производимое обмоткою возбуждения, как и всякое успокоение, обусловленное продольным полем, бездействует при холостом ходе и чисто реактивной нагрузке ($\beta_0 = 0$).

d. Несовершенная демпферная обмотка. Рассмотрим теперь демпферную обмотку в нормальной для машин с явно выраженными полюсами конструкции. На фиг. 292 показана развертка такой обмотки, и ее положение по отношению к продольному потоку Φ_l и поперечному потоку Φ_q, колебания которых с частотою z вызывают оказывающие успокоительное действие токи. Мы можем, согласно сказанному в § G 4 a (фиг. 276а—с) с достаточным приближением заменить эту короткозамкнутую обмотку двумя отдельными короткозамкнутыми обмотками, одной продольной и одной поперечною, у которых все стержни соединены последовательно. Остается еще только определить правильные значения для величин W_l, R_l, $L_{l\sigma}$ и W_q, R_q, $L_{q\sigma}$.

Число демпферных стержней машины обозначим через N, тогда общее число последовательно соединенных витков одинаково у обеих обмоток, а именно равно $w_l = w_q = \frac{N}{2}$. Обмоточные коэфициенты определяются по фиг. 139 и по урав. (141—144) тома I, если представить себе обмотки состоящими из катушек одинаковой ширины. Обозначив через t расстояние между демпферными стержнями, мы получаем для угла сдвига фаз между отдельными катушками $\alpha = t\pi/\tau$, в каждой катушечной группе содержится $S = N/4p$ катушек и ширина катушки равна для продольной обмотки $W = Nt/4p$, а для поперечной обмотки $W = \tau - \frac{Nt}{4p}$ (см. фиг. 292). Приняв еще во внимание, что обмоточный коэфициент должен быть вычислен по уравнению

$$\xi = \frac{\sin S\frac{\alpha}{2}}{S\sin\frac{\alpha}{2}}\sin\frac{W}{\tau}\frac{\pi}{2} \tag{487}$$

мы получаем

$$W_l = w_l\xi_l = 2p\frac{\sin^2\frac{N}{4p}\frac{t}{\tau}\frac{\pi}{2}}{\sin\frac{t}{\tau}\frac{\pi}{2}} \tag{487a}$$

и

$$W_q = w_q\xi_q = p\frac{\sin\frac{N}{2p}\frac{t}{\tau}\frac{\pi}{2}}{\sin\frac{t}{\tau}\frac{\pi}{2}}. \tag{487b}$$

Если мы далее обозначим через l_S длину одного демпферного стержня через q_S — его сечение, через q_R — сечение одного кольца и через ρ

удельное сопротивление металла, то мы можем приближенно вычислить сопротивления по следующим формулам:

$$R_l \approx N\left(\frac{l_S}{q_S}+\frac{\tau}{3q_R}\right)\rho, \tag{488a}$$

$$R_q \approx N\left(\frac{l_S}{q_S}+\frac{2\tau}{3q_R}\right)\rho. \tag{488b}$$

Для реактивных сопротивлений рассеяния мы можем положить

$$\nu L_{l\sigma} \approx \nu L_{q\sigma} \approx 2\pi z N L_{S\sigma}, \tag{488c}$$

причем $L_{S\sigma}$ означает индуктивность рассеяния одного стержня. Взяв нормальные числовые значения, мы можем убедиться теперь, что момент поперечной обмотки значительно превосходит момент продольной обмотки. Пусть у какой-либо машины $N/2p=6$, $\tau/t=9$, $\beta_0=30°$, тогда $(W_l \sin\beta_0/W_q \cos\beta_0)^2=1/9$. В том же приблизительно отношении находится согласно урав. (482c) момент продольного к моменту поперечного успокоения, иными словами продольное успокоение даже при полной нагрузке практически почти не имеет значения. Мы можем поэтому написать

$$\Delta = p\Phi_r^2 W_q^2 \frac{R_q}{Z_{q\sigma}^2}\cos^2\beta_0, \tag{489a}$$

или на основании урав. (487b)

$$\Delta = p^3\Phi_r^2 \frac{\sin^2\frac{N}{2p}\frac{t}{\tau}\frac{\pi}{2}}{\sin^2\frac{t}{\tau}\frac{\pi}{2}}\frac{R_q}{Z_{q\sigma}^2}\cos^2\beta_0. \tag{489b}$$

5. Общие замечания относительно параллельной работы.

В самом общем случае, в существующей установке, где во всех возможных комбинациях работают $n-1$ машин, без каких бы то ни было недопустимых неисправностей, предполагается установить еще одну машину. Данные относительно существующих машин и первичных двигателей, имеющие значение для решения задачи, известны. Существующие первичные двигатели представляют собою исключительно или отчасти поршневые машины с неравномерным вращающим моментом. Первичный двигатель нового агрегата тоже может быть поршневою машиною или турбиною. Требуется гарантировать, что новая машина как сама по себе, так и в любой комбинации со старыми машинами не будет препятствовать параллельной работе.

Теоретические основы для решения этой задачи мы уже в основном изложили в предыдущих параграфах. Здесь нам поэтому предстоит только показать наиболее целесообразный ход исследования, которое не всегда просто.

Прежде всего нужно выяснить, как будет работать новый агрегат сам по себе, то-есть не будучи соединен с другими машинами парал-

лельно. Если первичный двигатель — турбина, то вопрос этот решается сам собою. Если же это поршневая машина, то дело сводится лишь к тому, чтобы поместить на вращающейся части такую маховую массу, какая необходима для того, чтобы степень равномерности не превосходила известного верхнего предела. Обычно этот предел должен быть указан электротехником. Степень неравномерности должна быть не больше, чем $^1/_{150}$ — $^1/_{70}$, причем первое значение относится к более тонкой эксплоатации (например, к осветительным установкам), второе — к более грубой (например, к горнозаводским установкам с собственной сетью).

Все дальнейшее — дело машиностроителя. Этот последний обязан на основании урав. (456) (§ 2b) вычислить необходимый момент инерции. Вместо урав. (456) на практике часто применяют несколько видоизмененные для более удобного пользования формулы, в которых амплитуда опасной высшей гармоники связана с мощностью машины при помощи эмпирического коэфициента. Вычисленный по этому способу момент инерции является минимальным, но, разумеется, ничто не препятствует увеличить его, если это оказывается необходимым в результате приведенных ниже исследований.

Эти исследования относятся к параллельной работе при различных комбинациях. Прежде всего надо рассмотреть тот вариант, когда сеть, на которую должна работать машина, является спокойной сетью бесконечно большой мощности. Тогда частота собственных колебаний новой машины не должна совпадать с частотою пертурбационной гармоники собственного первичного двигателя. Если в этом отношении нет оснований чего-либо опасаться, то следует, пользуясь результатами § 1e, проверить, не окажется ли какая-либо критическая частота системы в опасной близости к какой-либо пертурбационной частоте. Задача эта, на первый взгляд кажущаяся чрезвычайно сложной, во многих случаях упрощена особыми обстоятельствами. Так, например, очень часто несколько машин совершенно одинаковы.

Проще всего положение в том случае, когда можно устроить так, чтобы собственные частоты всех машин были меньше, чем наименьшая пертурбационная частота. Но при приводе машин от четырехтактных двигателей это часто неосуществимо, потому что потребовало бы слишком больших маховых масс; тогда собственные частоты помещают между первой и второй гармониками.

Частоты кажущихся опасными отдельных гармоник вращающего момента всех первичных двигателей рекомендуется начертить на общей шкале вместе с вычисленными по данным § 1e критическими частотами при различных комбинациях. Тогда легко судить, где частота одной из гармоник вращающего момента оказывается в опасной близости к критической частоте. При этом исследовании затруднением является то обстоятельство, что собственные частоты непостоянны, а изменяются по урав. (332a) пропорционально корню квадратному из возбуждения, если изменяется нагрузка.

Помимо рассмотренных причин существует еще целый ряд явлений, способных вызывать качания или неблагоприятно на них влиять. Колебания очень малой частоты могут возникать при приводе от паровых машин вследствие периодических изменений давления пара, при приводе

от газовых машин — вследствие изменений газовой смеси, колебаний газа в подводящих газопроводах и других обстоятельств.

Далее может случиться, что неправильная установка регулятора послужит импульсом к качаниям. Если, например, абсолютная скорость вращающейся части на протяжении одного качания временно становится заметно меньше синхронной скорости, то регулятор стремится исправить это усиленным подводом энергии. Но если время запаздывания регулятора имеет как раз такую величину, что это действие достигается лишь спустя полупериод колебания, то полюсное колесо, которое и без того в это более позднее мгновение слишком быстро вращается, испытывает еще большее ускорение, так что при повторениях этого процесса размахи качания все больше увеличиваются. Регулятор действует тогда как отрицательное механическое успокоение. Впрочем, делу в этом случае помочь легко, изменив время запаздывания регулятора.

Явления качания и резонанса могут также возникнуть, если, например, синхронный двигатель сочленен с большою маховою массой при посредстве упругого вала. Эта механическая система сама по себе способна к колебаниям. И они отчасти передаются тогда на электрическую часть установки. В этом случае помочь делу тоже не особенно трудно, если только выяснена причина неисправности.

J. Пуск в ход и синхронизация.

1. Пуск в ход.

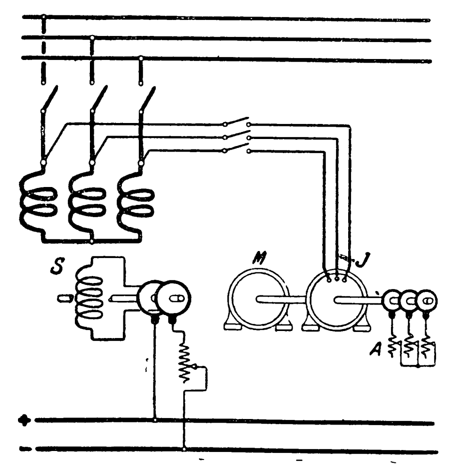
В большинстве случаев синхронные машины служат генераторами. Они пускаются тогда в ход первичным двигателем и с соблюдением известных правил, о которых мы будем говорить в следующем параграфе, включаются на находящуюся под напряжением сеть. В том лишь случае, когда отсутствует сочлененный с машиной первичный двигатель, то-есть в случае синхронных двигателей и генераторов реактивной мощности, возникает надобность в особых способах пуска в ход.

Эти способы пуска в ход мы изложим при изучении одноякорного преобразователя в главе III C 1, потому что они имеют гораздо большее значение для преобразователей, чем для синхронных машин. Там же мы укажем подробно их применение к синхронным машинам. Способы пуска в ход можно разделить на две группы. К первой группе (§§ III C 1 a-c) относится пуск в ход синхронной машины посредством спаренного с нею пускового двигателя и включения на сеть при помощи синхронизационного устройства (см. § 2). Ко второй группе (§§ III C 1 d и e) относятся способы, при которых машина синхронизируется сама, после того, как пусковой двигатель довел ее до скорости, близкой к синхронному числу оборотов, причем она сперва присоединяется к сети через сопротивление. Все эти способы пригодны для генераторов реактивной мощности, обычно пускаемых в ход без нагрузки. Для синхронных же двигателей наиболее подходит описанный в § III C 1 e асинхронный пуск в ход, для которого ротор должен быть снабжен клеткообразной обмоткою (см. § L 8 f).

Заранее подчеркнем, что при асинхронном пуске в ход в обмотке возбуждения могут возникать высокие напряжения, опасные не только

для ее изоляции, но и для жизни обслуживающего персонала. Высокие напряжения в обмотке возбуждения всегда возникают при неподвижном роторе или при больших отклонениях от синхронизма, когда якорная обмотка находится под напряжением. Необходимые в связи с этим меры предосторожности описаны в § III C 1 e.

Особым способом пуска в ход синхронных машин является так называемый „частотный“ пуск, при котором машина питается от особого синхронного генератора, который постепенно доводится от состояния покоя до номинального числа оборотов (см. § I C 8 в томе I), так что пускаемая в ход машина питается током, частота которого возрастает приблизительно от нуля до номинальной частоты. Этот способ применяется иногда к генераторам реактивной мощности и тогда для питания пускаемых в ход машин устанавливают особый генератор. Частотный пуск в ход применим также в испытательных лабораториях при экспериментальных исследованиях. Мы видели в § F 2 b, что пускаемая в ход машина должна в момент пуска быть возбуждена приблизительно вдвое слабее, чем питающий ее генератор, чтобы получился сильный пусковой момент.



Фиг. 294. Пуск в ход синхронной машины (S) при помощи асинхронной машины (J).

Можно также пускать в ход синхронные машины по схеме фиг. 294 с помощью асинхронного генератора [Л 116—118]. Синхронная машина возбуждается и якорная обмотка ее включается на сторную обмотку асинхронной машины J, ротор которой вращается с приблизительно синхронным числом оборотов от регулируемого двигателя M. Пусковой реостат A вначале занимает такое же положение, как при пуске в ход асинхронной машины в качестве двигателя. Если затем сообщить ротору синхронной машины импульс в надлежащем направлении вращения, то тотчас же возникает мощный ток, и в тот же миг асинхронная машина начинает работать как асинхронный генератор, вращающийся с числом оборотов, значительно превышающим синхронное. Далее остается только медленно замкнуть на-коротко пусковое сопротивление, чтобы довести синхронную машину до числа оборотов, близкого к номинальному.

Регулируя число оборотов асинхронного генератора, можно добиться точного совпадения частот синхронной машины и сети. Тогда синхронную машину синхронизируют, а асинхронный генератор отключают.

2. Параллельное включение синхронных машин.

Нижеследующие условия должны быть соблюдены для того, чтобы можно было без толчков тока включить синхронную машину параллельно с находящеюся под напряжением сетью (или с другой машиною):

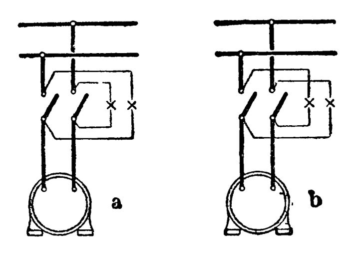
1. Напряжение на зажимах включаемой машины должно быть равно напряжению на зажимах сети.

2. Включаемая машина должна иметь такую же частоту, как сеть.

3. Оба напряжения должны быть одинаковы по фазе.

Первое условие достигается надлежащей регулировкою возбуждения включаемой синхронной машины, для чего служит вольтметр. При этом удобно пользоваться так называемым двойным вольтметром (Л 123, стр. 204); у него в общем корпусе помещены два вольтметра, стрелки которых перемещаются по двум расположенным друг над другом шкалам, так что равенство напряжений констатировать легко.

Оба другие условия достигаются регулировкою первичного двигателя. Приближенно равенство частот всего удобнее констатировать при помощи двойного частотомера, сконструированного наподобие двойного вольтметра. Одинаковость фаз узнается по угасанию или вспыхиванию ламп накаливания или по отклонениям вольтметров.



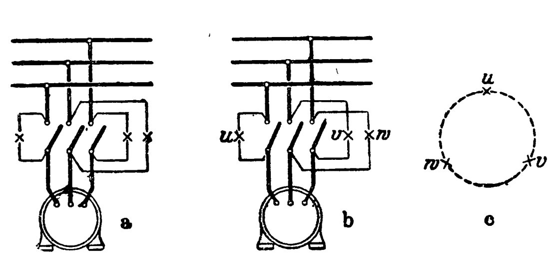
Фиг. 295a и b. Схема включения фазовых ламп a) схема погасания, b) схема горения.

На фиг. 295a и b представлено включение фазовых ламп для однофазного тока. При включении по фиг. 295a — (включение на потухание), — напряжения на зажимах сети и включаемой машины совпадают, когда лампы гаснут. При включении по фиг. 295b (включение на горение), — одинаковость фаз возникает в тот момент, когда лампы горят особенно ярко. Чтобы точнее судить об одинаковости фаз, чем это возможно при помощи ламп, включение на потухание дополняют так называемым указателем нулевого напряжения (нулевым вольтметром), у которого для точного отсчета небольших напряжений шкала снабжена очень широкими делениями в начале и очень узкими в конце, а включение на горение дополняют так называемым указателем суммарного напряжения (суммарным вольтметром), у которого шкала снабжена очень широкими делениями в конце и очень узкими в начале. Эти вольтметры включаются так же, как фазовые лампы соответственной схемы на фиг. 295 a и b. При высоком напряжении лампы и вольтметры присоединены при посредстве трансформаторов напряжения.

Пока частоты сети и включаемой машины не совпадают, в яркости ламп наблюдаются колебания, так же, как и в отклонениях вольтметров. Число этих колебаний в секунду при небольшой разности частот равно этой последней. Частота включаемой машины регулируется затем посредством воздействия на регулятор первичного двигателя до тех пор, пока эти колебания не исчезнут почти совершенно, и машина включается на сеть (посредством рубильника на фиг. 295a и b) в тот момент, когда при включении на погасание лампы гаснут и вольтметр стоит на нуле, или когда при включении на горение лампы вспыхивают и вольтметр показывает наибольшее значение. Чтобы разность напряжений распределилась равномерно между обеими лампами (или вольтметрами), их сопротивления должны быть одинаковы.

Включение на горение удобнее в том отношении, что констатировать

вспышку света легче, чем исчезновение его, но преимущество включения на погасание заключается в том, что и во время процесса синхронизации один из двух выключателей может оставаться включенным, так что можно обойтись одною лампой и одним вольтметром. В этом случае лампа и вольтметр должны быть рассчитаны на двукратное напряжение сети. Подобными же схемами можно пользоваться при трехфазном токе, но предварительно надо убедиться в правильном чередовании фаз. С этой целью можно ввести фазовые лампы во все три фазы (см. фиг. 296a): при правильном чередовании фаз они будут одновременно вспыхивать и погасать. Если лампы двух фаз, как на фиг. 296b, включены крестообразно, то они вспыхивают поочередно. Если их разместить по окружности круга, как на фиг. 296c, то наибольшая яркость перемещается на окружности от одной лампы к другой и получается впечатление вращающегося светового явления. По направлению вращения можно видеть, слишком ли скоро или слишком медленно вращается включаемая машина.



Фиг. 296a — c. Схема включения фазовых ламп при трехфазном токе. a) одновременное, b) поочередное вспыхивание, c) размещение ламп в случае b.

Это явление пояснено векторными диаграммами на фиг. 297a — e, относящимися к интервалам, равным $^1/_6$ периода биения. Векторы напряжений изображены различным образом (сплошными линиями, черточками и пунктиром). Неподвижная звезда напряжений сети изображена толстыми линиями, звезда напряжений приключаемой машины предполагается вращающейся в направлении отрицательных углов. Напряжения на лампах e_u, e_v, e_w, получающиеся как разность между напряжением сети и напряжением машины, изображены состоящими из черточек и точек линиями. Из этих диаграмм видно, что напряжение каждой лампы изменяется синусоидально, но напряжения ламп сдвинуты между собою по фазе на $^1/_3$ периода биения и, значит, изменяются совершенно так же, как напряжения в трех фазах симметричного трехфазного генератора.

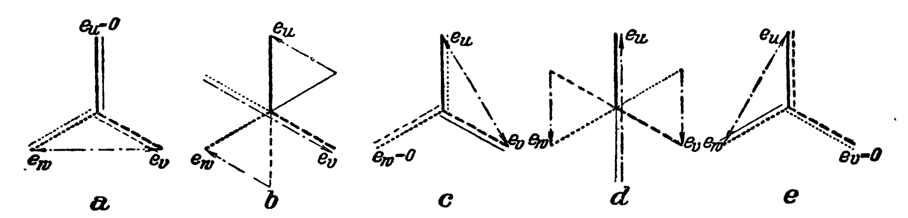
На этом принципе основаны так называемые синхроноскопы ([Л 123], стр. 208), у которых стрелка движется по кругу в том или другом направлении, когда частота приключаемой машины расходится с частотой сети. Скорость передвижения стрелки зависит от разности между частотами и обращается в нуль, когда они уравниваются. Если фазы тоже уравниваются, то неподвижная стрелка занимает совершенно определенное положение, указываемое особою отметкой на синхроноскопе.

Процесс параллельного включения, каким он здесь описан, называют синхронизацией машины, устройство для него — синхронизационным устройством.

Итак, чтобы синхронизовать машину, нужно сперва отрегулировать ее возбуждение так, чтобы напряжение на ее зажимах при частоте сети было равно напряжению сети. Привод машины нужно при этом так

отрегулировать, чтобы приключаемая машина вращалась приблизительно с частотою сети, в чем можно убедиться по частотомеру, фазовым лампам или синхроноскопу. Затем машину нужно включить на сеть, замкнув главный рубильник в то мгновение, когда возникает равенство фаз, о чем при однофазном токе свидетельствует полное погасание ламп при включении на погасание, или вспышка ламп при включении на горение, а при трехфазном токе погасание лампы в неперекрещенном проводе (фиг. 296a и b) или совпадение стрелки синхроноскопа с имеющейся на нем отметкою.

Чтобы необходимые при синхронизации маневры сделать независимыми от ловкости обслуживающего персонала и чтобы синхронизация происходила быстро, изобретены автоматические синхронизационные устройства [Л 206—208]. Отдельные процессы производятся тогда



Фиг. 297a — e. Пояснение вращающегося света при включении и размещении ламп по фиг. 296 b и c.

посредством реле особой конструкции, а правильное их чередование гарантируется остроумными блокировочными приспособлениями.

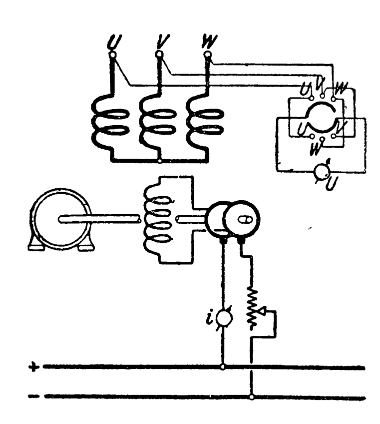
Если в сети допустимы довольно значительные колебания напряжения и тока, то можно обойтись и без особых синхронизационных устройств, включая машину на сеть через индуктивные или неиндуктивные сопротивления (см. § III C 1 d и e). Она тогда сама входит в синхронизм, после чего сопротивление замыкается на-коротко. О переходе в синхронизм свидетельствует успокоение стрелки амперметра. Эта так называемая грубая синхронизация за последнее время начала, повидимому, прививаться довольно широко.

K. Экспериментальное исследование синхронной машины.

1. Снятие характеристик.

a. Характеристика холостого хода. Для снятия характеристики холостого хода синхронную машину вращают с постоянным числом оборотов, например, посредством сочлененного с нею двигателя постоянного тока, и измеряют напряжение на зажимах $U = E$ при различных токах возбуждения i (фиг. 298). Обычно на характеристике холостого хода откладывается напряжение на зажимах, которое при соединении фаз обмотки многоугольником равно фазовому напряжению, а у включенных на звезду трехфазных машин может с достаточным приближением считаться равным $\sqrt{3}$-кратной величине фазового напряжения. Чтобы проверить симметрию обмотки, надо измерить напряжение между всеми

зажимами; для этого служит показанный на фиг. 298 переключатель. Обычно, вследствие наличия гистерезиса железа, при постепенном увеличении возбуждения полюсов получаются несколько меньшие значения напряжения на зажимах, чем при постепенном его уменьшении; но эти расхождения незначительны. Для получения плавной кривой рекомендуется, снимая характеристику холостого хода, изменять ток возбуждения все время в одном и том же направлении, всего лучше — постепенно его увеличивая, так как в смысле надежности, лучше получить преуменьшенные, чем преувеличенные величины напряжения. Так как для уничтожения остаточного магнетизма (коэрцитивной силы, см. § II 2а в томе I) обычно достаточно противовозбуждения, не превышающего 1 — 2% от тока возбуждения, требующегося при холостом ходе и номинальном напряжении, то напряжение на зажимах при невозбужденной машине ничтожно мало по сравнению с номинальным напряжением, хотя по абсолютной величине оно может у машин высокого напряжения достигать значения в несколько сот вольт, вследствие чего прикосновение к зажимам небезопасно.



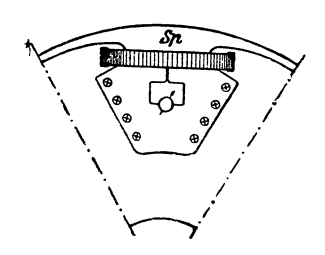
Фиг. 298. Схема соединений для снятия характеристики холостого хода.

В грубом приближении можно построить характеристику холостого хода синхронной машины, не приводя ее во вращение извне, а пустив вхолостую, как синхронный двигатель, причем ток возбуждения i при различных напряжениях на зажимах регулируется так, чтобы якорный ток был минимален. Потеря напряжения в якорной обмотке и реакция якоря тогда ничтожно малы, и напряжение на зажимах можно считать равным электродвижущей силе.

b. Кривые $\Phi_1(U_R)$, $\Phi_S(U_P)$ и $\Phi_K(U_F)$ у машин с явно выраженными полюсами. Для всестороннего суждения о машине, в частности для более точного определения полного тока ротора, требуется знать не только характеристику холостого хода $E(i)$, или $E(\Theta) \sim \Phi_1(\Theta)$ у машины с явно выраженными полюсами, но и кривые $\Phi_1(U_R)$, $\Phi_S(U_P)$ и $\Phi_k(U_F)$ (см. § D 4). Эти кривые можно снять посредством балистических измерений.

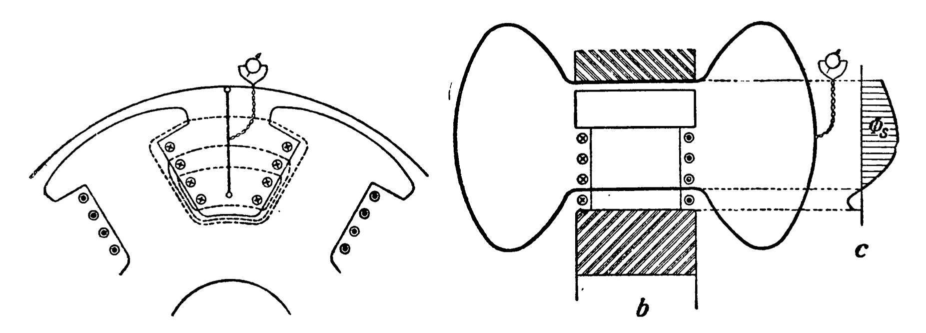
С помощью измерителя магнитного напряжения [Л 126], который прикладывают к полюсным наконечникам неподвижной машины (фиг. 299), можно при различных полных токах $\Theta = wi$, где w означает число последовательно соединенных витков обмотки возбуждения для полной магнитной цепи (двух полюсов), измерить магнитное напряжение U_R. Отношение между Φ_1 и Θ, даваемое характеристикой холостого хода, а позволяет затем построить кривую $\Phi_1(U_R)$. При помощи этого прибора можно также проверить, возникает ли заметное падение магнитного напряжения на пути от середины полюсного наконечника к его краям: для этого нужно приложить концы прибора сперва к середине полюсного наконечника, а затем к его краю.

Поток рассеяния Φ_S при различных полных токах Θ также можно измерить балистически с помощью вспомогательной катушки (см. фиг. 300a и b). Плоскость этой катушки располагается в геометрической нейтральной зоне и катушка охватывает весь поток рассеяния. Одна ее сторона должна непосредственно прилегать к поверхности якоря, противоположная — проходить вблизи тела ротора (ярма); остальные части ее должны выступать по возможности далеко в торцевые пространства по обе стороны машины. Проходящая вблизи тела ротора сторона катушки не всегда должна примыкать к нему непосредственно: иногда свободная от поля зона, которая граничит с потоком рассеяния со стороны тела ротора, находится только на некотором от него расстоянии. Это особенно надо иметь в виду, если полюсные сердечники и тело ротора изготовлены не из одного куска, а имеют между собою стыки; граница потока рассеяния может тогда оказаться приблизительно на $^1/_4$ расстояния, отделяющего тело ротора от внутренней поверхности якоря.



Фиг. 299. Расположение измерителя магнитного напряжения Sp для измерения U_R.

На фиг. 300a, для пояснения сказанного показаны пунктиром линии индукции, а на фиг. 300c представлено для одного практического случая распределение индукции в средней плоскости междуполюсного пространства. Границу линий рассеяния можно найти экспериментально, либо с по-

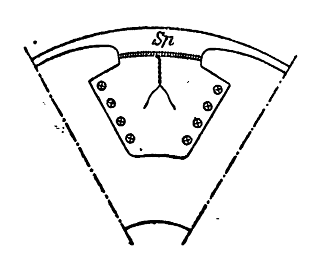


Фиг. 300a — c. a) и b) Положение пробной катушки при измерении Φ_S, c) поле рассеяния посредине междуполюсного пространства.

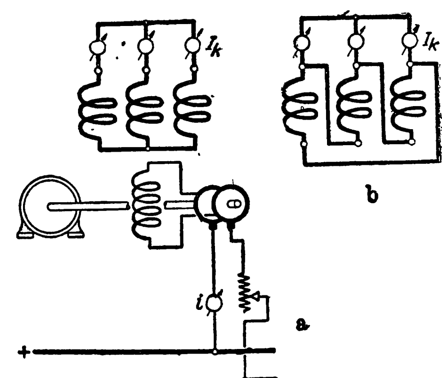
мощью узкой вспомогательной катушки, которая измеряет индукцию в средней плоскости междуполюсного пространства, либо отыскав то расстояние стороны катушки от тела ротора, при котором охватываемый катушкою поток (см. фиг. 300a и b) имеет максимальное значение. По кривой Φ_S (Θ) мы получаем с помощью ранее найденной функции $U_R = \Theta$ кривую потока рассеяния $\Phi_S(U_R) = \Phi_S(U_P)$, так как при холостом ходе U_R равно U_P, напряжению между соседними краями полюсных наконечников.

Чтобы, наконец, построить кривую $\Phi_K(U_F)$, мы можем приближенно считать якорный поток равным потоку основной волны, изображаемому характеристикою холостого хода, $\Phi \approx \Phi_1$; тогда $\Phi_K \approx \Phi_1 + \Phi_S$. Можно также, пользуясь балистическим методом, измерить Φ_K непосредственно, при помощи вспомогательной катушки, охватывающей полюсный сердечник в месте наибольшего потока, то-есть вблизи основания полюсного сердечника. Магнитное напряжение равно $U_F = \Theta - U_R$, так что мы можем построить и кривую $\Phi_K(U_F)$.

Магнитное напряжение U_R можно определить также и при



Фиг. 301. Расположение измерителя магнитного напряжения для измерения U_R при вращении машины.



Фиг. 302а и b. а) Схема соединений для снятия характеристики короткого замыкания при включении фаз звездою, b) то же при включении фаз треугольником.

вращении машины, если поместить измеритель его согласно фиг. 301 между краями полюсных наконечников, и предохранить его от центробежных сил. Концы катушки должны быть тогда подведены к гальванометру при посредстве контактных колец.

Чтобы по возможности избежать ошибок при этих измерениях, нужно следить за тем, чтобы концевые витки измерителя магнитного напряжения прилегали непосредственно к железу полюсного наконечника. Если этим пренебречь, то ошибка может оказаться очень большой, потому что напряженность поля вблизи железа максимальна. Кроме того все витки прибора должны, разумеется, иметь одинаковую поверхность и быть распределены совершенно равномерно по его длине.

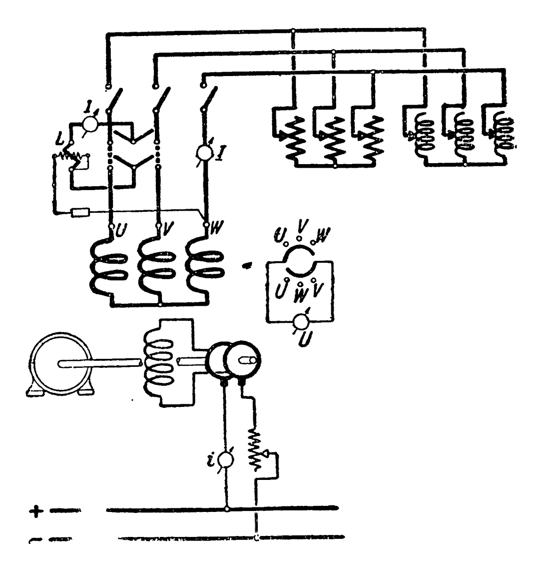
с. Характеристика короткого замыкания. Для суждения о машине важно знать характеристику короткого замыкания, так как по ней и по характеристике холостого хода можно определить действующий обратный полный ток якоря, если известно падение напряжения от рассеяния.

Наибольшее значение имеет короткое замыкание всех фаз, при котором все зажимы машины замкнуты накоротко (см. фиг. 302а и b). Если на характеристике короткого замыкания откладывать якорный ток одной фазы, то при соединении треугольником нужно измеряемый согласно фиг. 302b ток короткого замыкания делить еще на $\sqrt{3}$. В то время как напряжение на зажимах при холостом ходе пропорционально

числу оборотов, так что при отклонении числа оборотов от синхронного нужно пересчитывать измеренное напряжение холостого хода на синхронное число оборотов, ток короткого замыкания в широких пределах не зависит от скорости вращения. В самом деле, активное сопротивление якорной обмотки мало по сравнению с общим реактивным сопротивлением $X_h + X_\sigma$, а это последнее пропорционально частоте, следовательно и числу оборотов, и изменяется вместе с числом оборотов так же, как индуктируемая ротором ЭДС E. Поэтому при снятии характеристики короткого замыкания число оборотов машины должно быть только приблизительно равно синхронному.

При однофазном и двухполюсном коротком замыкании, по обмотке возбуждения, кроме постоянного, проходит еще переменный ток, как это мы видели в §§ A 3 b и F 4. Так как характеристика короткого замыкания должна изображать якорный ток в виде функции от постоянного тока возбуждения, то ток возбуждения следует измерять поляризованным амперметром, указывающим среднее значение тока, равного постоянному току. В том случае, если бы мы откладывали эффективные значения тока возбуждения, измеряемые например амперметром тепловым, электромагнитным или динамометрическим, — результаты получились бы неверными.

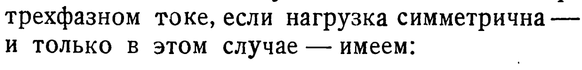
d. Нагрузочные характеристики. Как и у машины постоянного тока, нагрузочными характеристиками называются кривые, которые при неизменной нагрузке дают напряжение на зажимах в виде функции от тока возбуждения. Однако у синхронной машины нагрузка определяется не только силою тока, но и углом сдвига фаз φ между током и напряжением на зажимах. Поэтому кривые U (i) нужно измерять при неизменном якорном токе I и неизменном угле сдвига фаз φ. При этом машину вращают извне с неизменным числом оборотов. Нагрузить ее можно регулируемыми активными и реактивными сопротивлениями, соединяемыми, например, параллельно (см. фиг. 303). Активными сопротивлениями могут служить проволочные, ламповые или водяные реостаты, реактивными — регулируемые дроссельные катушки и конденсаторы. Для регулирования можно дроссельные катушки снабдить отключаемыми витками.



Фиг. 303. Схема соединений для снятия нагрузочных характеристик.

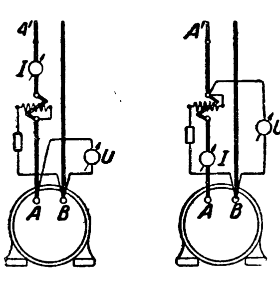
Проще, однако, применять заторможенный в качестве нагрузки асинхронный двигатель, ротор которого для регулирования индуктив-

ности передвигают в осевом направлении относительно статора, или же у которого статорная и роторная обмотки с коэфициентом трансформации 1 : 1 включаются либо последовательно, либо параллельно, а индуктивность варьируется поворачиванием ротора относительно статора. Лучше всего, все же устанавливать нагрузку синхронного генератора при помощи питаемого им синхронного двигателя, причем тогда активный ток регулируется торможением двигателя, а реактивный — изменением его возбуждения. Для быстрой установки определенного угла сдвига фаз φ можно включить измеритель коэфициента мощности (указатель $\cos\varphi$); для более точных измерений, угол сдвига фаз должен быть вычислен по забираемой активной и кажущейся мощностям. При трехфазном токе, если нагрузка симметрична — и только в этом случае — имеем:



$$\operatorname{tg}\varphi = \sqrt{3}\,\frac{1-\frac{\alpha_1}{\alpha_2}}{1+\frac{\alpha_1}{\alpha_2}}, \qquad (490)$$

причем α_1 и α_2 означают оба отсчета на ваттметре по схеме фиг. 303.



Фиг. 304a и b. Основные схемы включения катушек измерительных приборов.

В связи с этим рассмотрим еще вкратце, как лучше всего присоединить катушку напряжения ваттметра. Катушка напряжения (также как и в случае надобности, вольтметр) может быть присоединена либо как на фиг. 304a перед катушкою тока, считая от генератора, либо за нею, как на фиг. 304b. Чтобы получить мощность генератора, нужно в первом случае прибавить к измеренной ваттметром мощности P расход в цепи напряжения ваттметра (а также вольтметра, если он включен), а во втором случае — расход катушки тока (а также в амперметре, если он включен), если только потери в измерительных цепях не ничтожно малы. (Впрочем при измерении у машин этими потерями в большинстве случаев можно пренебрегать). Следовательно, мы получаем при схеме фиг. 304a

$$P_{AB} = P + \frac{U^2}{r_L} + \frac{U^2}{r_U}, \qquad (491a)$$

а при схеме фиг. 304b

$$P_{AB} = P + (R_L + R_I)\,I^2, \qquad (491b)$$

где сопротивление в цепи напряжения ваттметра обозначено через r_L, сопротивление вольтметра через r_U, сопротивление катушки тока через R_L и сопротивление амперметра через R_I. Если желательно пренебречь поправкою, обусловленной расходом энергии в измерительных приборах, то при высоком напряжении заслуживает предпочтения схема фиг. 304b, если только цепи напряжения присоединены к зажимам без измерительного трансформатора, потому что тогда расход в вольтметрах может стать заметным. Но если желательно учесть расход в цепях измерительных приборов, то предпочтения обычно заслуживает схема фиг. 304a,

ибо сопротивление катушки тока и амперметра в большинстве случаев неизвестно.

Когда, наоборот, требуется определить не мощность генератора, а мощность забираемую приемниками (между зажимами A' и B), то по схеме фиг. 304a

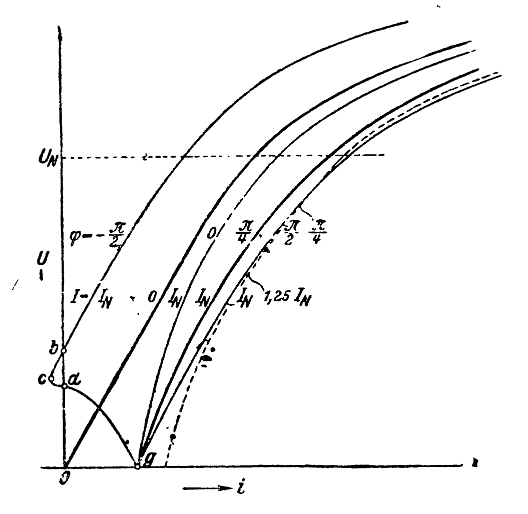
$$P_{A'B_1} = P - (R_L + R_I) I^2, \tag{492a}$$

а по схеме фиг. 304b

$$P_{A'B} = P - \left(\frac{U^2}{r_L} + \frac{U^2}{r_U}\right). \tag{492b}$$

Здесь и в дальнейшем мы будем всегда иметь в виду схему фиг. 304a, применимую также и к многофазным токам.

Добавочное сопротивление, присоединяемое к катушке напряжения ваттметра, мы будем изображать на чертежах в виде небольшого прямоугольника.

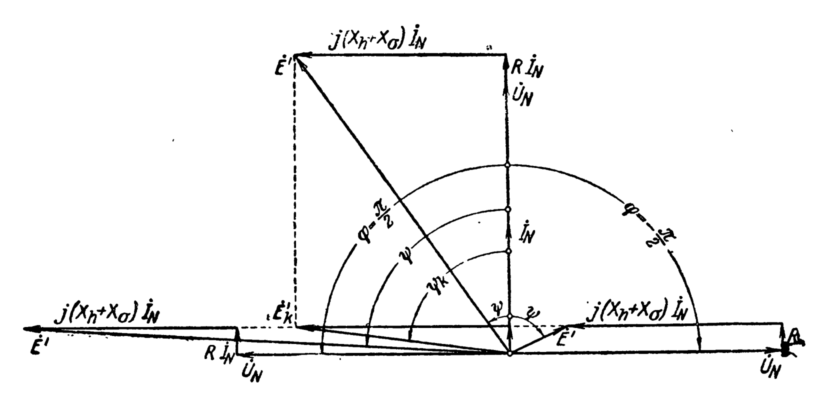


Фиг. 305. Нагрузочные характеристики машины с явно выраженными полюсами, мощностью 3 kVA, 50 Hz, 1500 *об/мин*, $\varphi_N = \pi/4$, при различных якорных токах I и углах сдвига фаз φ.

Все нагрузочные характеристики для $I = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$ при напряжении на зажимах, равном нулю (при коротком замыкании), проходят через одну и ту же точку на оси абсцисс (g на фиг. 305). Происходит это потому, что по мере понижения напряжения на зажимах угол сдвига фаз ψ между током I и фиктивною ЭДС E' индуктора все больше и больше приближается к углу сдвига фаз при коротком замыкании $\psi_k \approx \pi/2$. Это видно также из фиг. 306, где в виде примера для машины с цилиндрическим ротором при $(X_h + X_\sigma) I_N < U_N$ изображены диаграммы напряжений для номинального напряжения U_N и номинального тока I_N при $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$ и $\varphi = +\frac{\pi}{2}$, которые при уменьшении напряжения на зажимах до нуля переходят при том же токе и том же угле сдвига фаз φ в диаграмму короткого замыкания с фиктивною продольною ЭДС E'_k.

У машин с явно выраженными полюсами обычно получается для нагрузочной характеристики с $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ устойчивая работа даже при противовозбуждении (см. фиг. 305). Чтобы проследить за этими процессами и иметь возможность заранее определить максимальное противовозбуждение, воспользуемся фиг. 307a — g, где показаны диа-

граммы напряжений машины с явно выраженными полюсами при $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ и постепенном уменьшении напряжения на зажимах, в соответствии с обозначениями § D 6 (см. фиг. 193 и 208). Сумма $\dot{U} + R\dot{I} + jX_{\sigma}\dot{I}$ равна результирующей ЭДС $\dot{E}_r$ (см. фиг. 307a). Фиктивная ЭДС $\dot{E}_{q0} = X_q I$ (см. § D 2b), которая, будучи отложена на продолжении $jX_{\sigma}\dot{I}$, дает фиктивную продольную ЭДС $\dot{E}_l'$ и направление результирующей продольной ЭДС $\dot{E}_l$, показана черточками. Катеты прямоугольного треугольника, построенного на $\dot{E}_r$, изображают поперечную ЭДС $\dot{E}_q$ и результирующую продольную ЭДС $\dot{E}_l$.



Фиг. 306. Диаграммы напряжений при номинальном напряжении и $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$ и $\varphi = +\frac{\pi}{2}$, а также при коротком замыкании.

Если мы вычтем $X_l I \sin|\psi|$ из E_l, то получим фиктивную ЭДС ротора E'. По прямой, проведенной из начала координат в точку на характеристике холостого хода (см. фиг. 194), можно определить истинный ток возбуждения, соответствующий E'. При емкостной нагрузке и малом напряжении на зажимах E_l всегда находится на прямолинейной части характеристики холостого хода, так что по этой последней можно найти ток возбуждения i при ЭДС $E = E'$. Следовательно, E' является мерою для тока возбуждения, в виду чего она выделена жирными линиями на фиг. 307. Величина $X_l = 2X_q$ на фиг. 307 предположена постоянной.

При уменьшении напряжения на зажимах диаграмма фиг. 307a сперва переходит в диаграмму фиг. 307b; ток возбуждения обращается в нуль ($E' = 0$), что соответствует фиг. 305. Затем ток возбуждения становится отрицательным и достигает на фиг. 307c своего наибольшего отрицательного значения, что соответствует точке c на фиг. 305. При дальнейшем понижении напряжения на зажимах отрицательный ток возбуждения снова убывает и на фиг. 307d опять обращается в нуль, что соответствует точке d на фиг. 305. Далее ток возбуждения опять становится положительным; на фиг. 307e угол ψ между током и продольной ЭДС обратился в нуль. При дальнейшем понижении напряжения ток

возбуждения (фиг. 307 f) возрастает вплоть до того момента, когда напряжение на зажимах обращается в нуль (фиг. 307g), что соответствует точке g на фиг. 305.

На фиг. 308 диаграмма фиг. 307c представлена в увеличенном мас штабе. Согласно этой диаграмме имеем

$$E' = \left[\frac{R}{\cos|\psi|} - (X_l - X_q)\sin|\psi|\right] I, \qquad (493a)$$

и E' становится отрицательным одновременно с взятым в скобки выражением. Если мы продиференцируем E' по $|\psi|$ и приравняем производную нулю, то получим угол $|\psi_0|$, при котором ток возбуждения приобретает свое наименьшее, обычно отрицательное значение, из уравнения

$$\frac{\sin|\psi_0|}{\cos^3|\psi_0|} = \frac{X_l - X_q}{R}. \qquad (493b)$$

На фиг. 309 это выражение изображено в зависимости от $|\psi_0|$, так что для определенного отношения $(X_l - X_q)/R$ угол $|\psi_0|$ или же сразу $\sin|\psi_0|$ и $\cos|\psi_0|$ могут быть взяты из чертежа. Тогда получается выражение:

$$E'_{min} = \left[\frac{R}{\cos|\psi_0|} - (X_l - X_q)\sin|\psi_0|\right] I, \qquad (493)$$

с помощью которого можно найти по характеристике холостого хода наименьший ток возбуждения. По мере увеличения сопротивления R наименьший ток возбуждения нагрузочной характеристики $U(i)$ при $\varphi = -\pi/2$ и $I = \text{const}$ возрастает и становится положительным, когда

$$\frac{R}{\cos\psi_0} > (X_l - X_q)\sin|\psi_0|. \qquad (494)$$

Для нижней части характеристики холостого хода, согласно сказанному в § D 6,

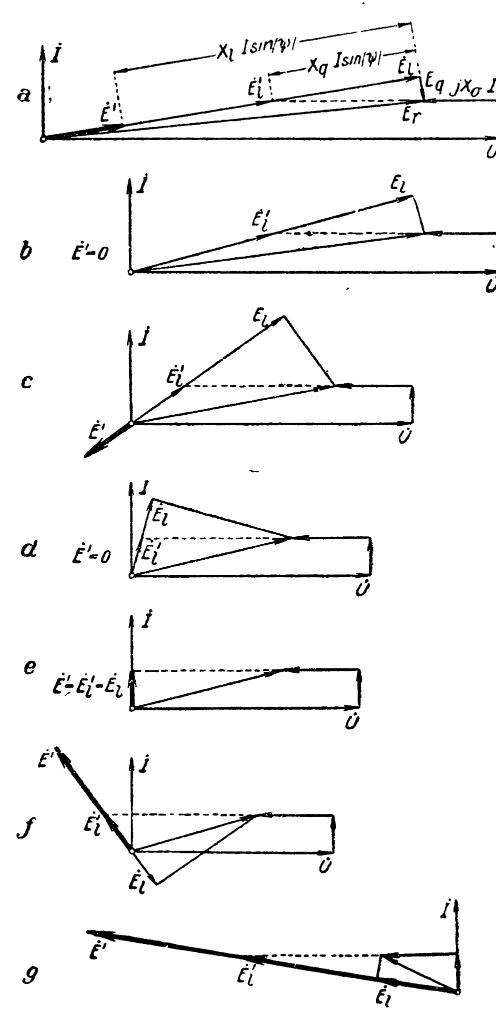
$$X_l - X_q = \frac{k_l - k_a}{k_q} X_q. \qquad (494a)$$

Из диаграмм фиг. 307 видно, что нагрузочная характеристика $U(i)$ для $\varphi = -\pi/2$ и $I = \text{const}$ применима к определению действующего обратного полного тока якоря только при достаточно большом напряжении на зажимах, когда $\psi \approx -\pi/2$, между тем как для этой же цели можно пользоваться всею областью нагрузочной характеристики для $\varphi = +\frac{\pi}{2}$ и $I = \text{const}$, так как здесь всегда $\psi \approx \pi/2$ (см. фиг. 306).

По нагрузочной характеристике $U(i)$ для $I = I_N$ и $\varphi = \varphi_N$ можно при номинальном напряжении $U = U_N$ определить номинальный ток возбуждения машины. Согласно § 41 „Правил и норм" (прим. к п. 2) возбуждение должно быть выбрано с таким запасом, чтобы при номинальных значениях числа оборотов, коэфициента мощности и напряжения возбуждения генератор в нагретом состоянии способен был при 20%-ной перегрузке током развивать номинальное напряжение. Требую-

щееся для этого возбуждение можно определить по нагрузочной характеристике для $I = 1{,}20\ I_N$ и $\varphi = \varphi_N$ при $U = U_N$ (см. фиг. 305).

По нагрузочным характеристикам для $I = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$ можно построить кривые нагрузки $U\ (I)$ при $i = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$, так называемые „внешние характеристики", а также регулировочные характеристики $i\ (I)$ при U_N и $\varphi = \text{const}$. Так как нагрузочные характеристики $U\ (i)$ снимаются обычно только для $I = I_N$ и $I = 1{,}20\ I_N$, то точнее можно получить внешние и регулировочную характеристики, если снять их отдельно для различных токов нагрузки I при неизменном угле сдвига фаз φ.



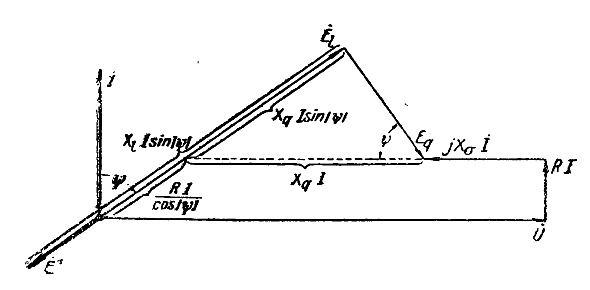
Фиг. 307. a — g. Диаграммы напряжений при емкостной нагрузке, неизменном токе и постепенном понижении напряжения на зажимах.

На фиг. 310 показаны внешние характеристики для углов φ, равных $-\frac{\pi}{2}$, 0, $\pi/4$ и $\pi/2$, и для таких токов возбуждения $i = \text{const}$, которые необходимы для создания номинального напряжения при номинальном токе. На фиг. 311 показаны регулировочные характеристики для тех же углов сдвига фаз.

е. Кривая геометрического места тока и V-образные кривые. В пределах устойчивой работы кривые геометрического места тока можно при неизменном напряжении на зажимах снимать посредством изменения вращающего момента у сочлененной с испытуемой машиной вспомогательной машины (см. фиг. 312). Если в распоряжении не имеется сети с достаточно неизменным напряжением, то испытуемая машина должна работать на синхронную вспомогательную машину, возбуждение которой устанавливается на постоянное напряжение на зажимах.

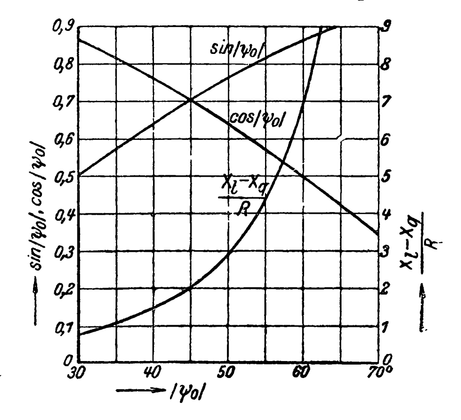
Если напряжение сети или испытуемая машина асимметричны, то для каждой фазы обмотки получается другая кривая геометрического

места; тогда мощность и ток должны быть отдельно измерены в каждой фазе обмотки. Но обычно отклонения от симметрии столь незначительны, что нет надобности учитывать расхождение между кривыми геометрического места в отдельных фазах обмотки. В таком случае рекомендуется включить ваттметры по схеме фиг. 312, так чтобы измерять ваттметром



Фиг. 308. Диаграмма напряжений фиг. 307c в увеличенном масштабе.

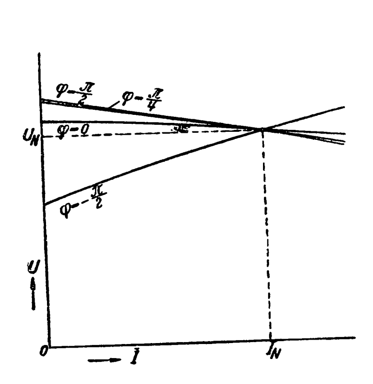
L_a активную мощность, а ваттметром L_r реактивную мощность и притом в одной и той же фазе, если коэфициент трансформации у измерительного трансформатора напряжения T в цепи напряжения ваттметра реактивной мощности равен $\sqrt{3}:1$. Так как напряжение на зажимах постоянно, то отклонения α_a и α_r обоих ваттметров пропорциональны активному и реактивному токам и непосредственно дают, если постоянные измерительных приборов одинаковы, составляющие тока кривой геометрического места (фиг. 312a). Если трансформатор напряжения имеет коэфициент трансформации, не равный $\sqrt{3}:1$, то можно так отрегулировать добавочное сопротивление в цепи напряжения ваттметра, чтобы $\frac{\alpha_a}{I_a}=\frac{\alpha_r}{I_r}$. Цепь напряжения ваттметра L_r не следует присоединять непосредственно к зажимам машины, ибо тогда между катушками тока и напряжения могло бы возникнуть недопустимо высокое напряжение. Чтобы этого не случилось и при применении „изолирующего трансформатора", катушка напряжения у ваттметра L_r должна быть соединена с катушкою тока (см. фиг. 312).



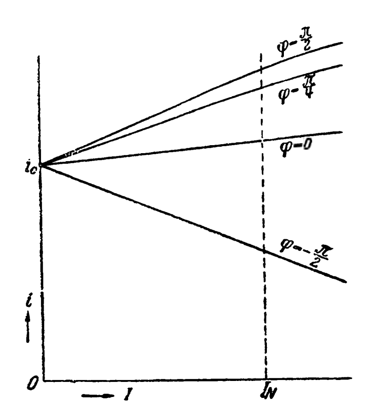
Фиг. 309. Отношение между $\frac{X_l - X_q}{R}$ и $|\psi_0|$, $\sin|\psi_0|$, $\cos|\psi_0|$.

Если желательно снять кривую геометрического места тока и для неустойчивой области, то сделать это можно по схеме фиг. 313. С испытуемой синхронною машиною S спарена вторая синхронная машина H, которая включена на сеть непосредственно в то время, как машина S — через вращающийся трансформатор (потенциал-регулятор) D и ступенчатый трансформатор T. При помощи потенциал-регулятора

D можно установить какую угодно фазу номинального напряжения U_N на зажимах машины S и тем самым заставить индуктор занять любое

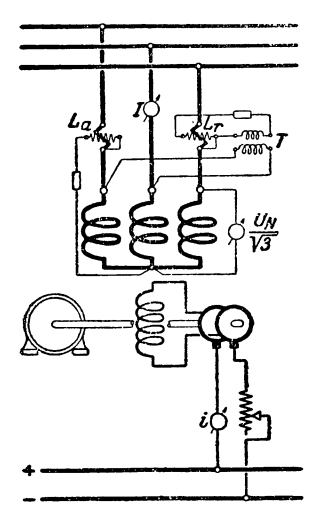


Фиг. 310. Внешние характеристики, то-есть, $U(I)$ при $i = \text{const}$ для различных φ; ср. фиг. 305.

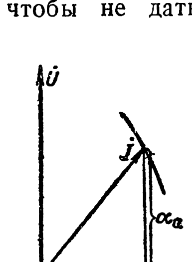


Фиг 311. Регулировочные характеристики, то-есть $i(I)$ при $U = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$; ср. фиг. 305.

положение относительно напряжения на зажимах. Для установки неизменной величины напряжения на зажимах U_N служит ступенчатый трансформатор T, взамен которого можно также взять регулируемую дроссельную катушку. Машина H должна быть рассчитана с таким запасом и быть возбуждена столь сильно, чтобы не дать испытуемой машине выйти из синхронизма или скользить в неустойчивой области.



Фиг. 312. Схема соединений для снятия кривой геометрического места тока i_a в устойчивой области.

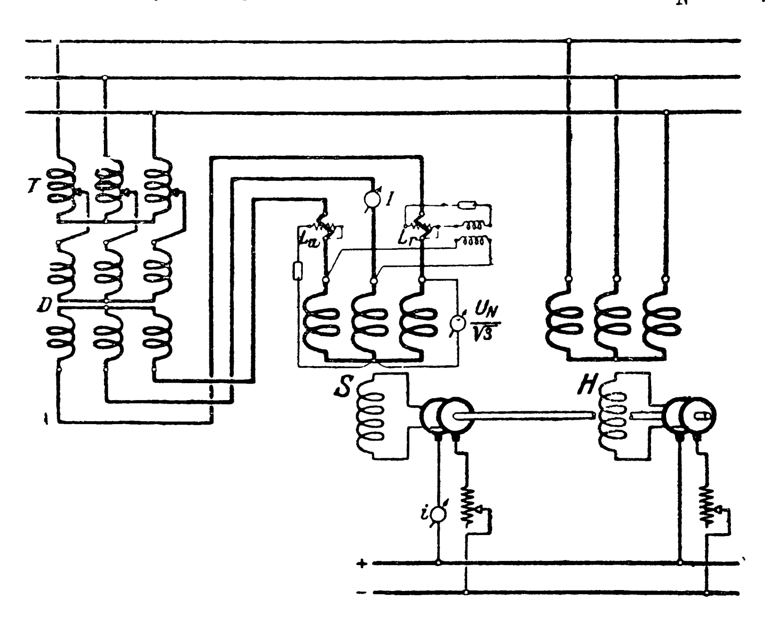


Фиг. 312а. Построение кривой геометрического места по отклонениям α_a и α_r ваттметра на фиг. 312.

Для снятия кривой геометрическаго места при неизменном возбуждении, ток возбуждения i поддерживают неизменным и при различных положениях потенциал-регулятора D, поддерживая постоянным, с помощью трансформатора T, номинальное напряжение U_N, измеряют отклонения α_a и α_r, которые откладывают затем в прямоугольной системе координат (см. фиг. 312а).

Относительно кривых геометрическаго места для неизменной активной мощности следует различать, должна ли оставаться неизменною электрическая мощность $U_N I \cos\varphi$ или механическая мощность P_2 на валу машины.

Если неизменною должна быть электрическая активная мощность $U_N I \cos\varphi$, то кривые геометрического места тока представляют собой прямые, перпендикулярные к U_N и в экспериментальном их определении надобности нет. Однако, устанавливая различные токи возбуждения, легко получить при неизменной активной мощности $U_N I \cos\varphi \sim \alpha_a$



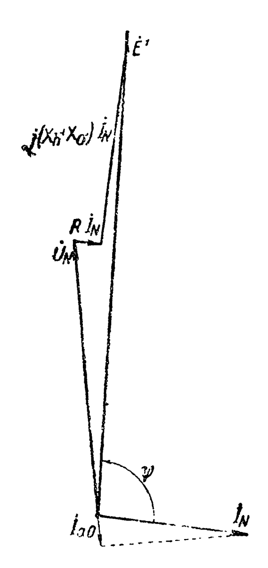
Фиг. 313. Схема соединений для снятия кривой геометрического места тока во всей (в том числе и в неустойчивой) области.

и неизменном напряжении на зажимах U_N соответственные значения тока возбуждения i и якорного тока I, и тогда можно построить V-образные кривые, которые обычно представляют интерес только в пределах устойчивой области.

Если неизменна механическая мощность на валу, например, если синхронный двигатель развивает постоянный вращающий момент, то, как мы видели в § F 2 с, кривая геометрическаго места тока отклоняется от прямой. По схеме фиг. 313 следовало бы из измеренной электрической мощности вычесть потери в испытуемой машине, чтобы получить механическую мощность P_2, которая должна оставаться постоянной. Так как здесь представляет интерес только устойчивая область, то испытуемую машину следует включить по схеме фиг. 312 и заменить приводящий ее двигатель тормозом, вращающий момент которого поддерживается постоянным. Тогда отклонения α_a и α_r пропорциональны активным и реактивным мощностям, так что кривую геометрического места тока для неизменной механической мощности при различных токах возбуждения i можно построить по отдельным точкам в прямоугольной системе координат. Якорный ток I, будучи отложен

в виде функции от тока возбуждения i, изображает V-образную кривую синхронного двигателя.

Если работающий вхолостую двигатель так перевозбужден, что при номинальном напряжении U_N циркулирует номинальный ток I_N, то угол сдвига фаз ψ между током и продольной ЭДС с весьма большим приближением равен $\pi/2$ (см. фиг. 314a). Но при недовозбуждении отклонение угла ψ от $-\pi/2$ может оказаться очень значительным, как мы это видим на фиг. 314b. Поэтому по V-образным кривым при холостом ходе и перевозбуждении, но не при недовозбуждении так же, как по нагрузочным характеристикам для $\cos\psi \approx \cos\varphi = 0$ и $I = \text{const}$ можно находить возбуждение, необходимое при $\psi = \pi/2$.



Фиг. 314a. Диаграмма напряжений вращающегося вхолостую двигателя с перевозбуждением.

Фиг. 314b. Диаграмма напряжений вращающегося вхолостую двигателя с недовозбуждением.

2. Определение активного сопротивления.

Активное сопротивление одной фазы обмотки у синхронной машины определяется из потерь, пропорциональных квадрату якорного тока по формуле:

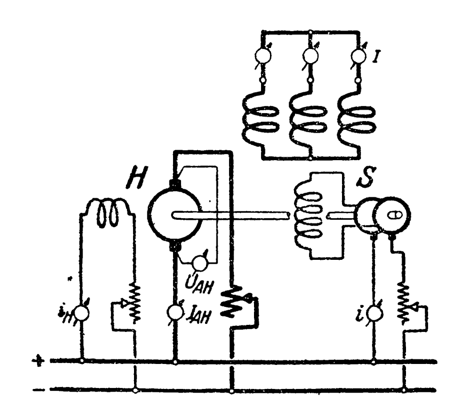
$$R = \frac{Q^1_I}{I^2}, \qquad (495)$$

если через $Q_I^1 = \frac{Q_I}{m}$ обозначить отнесенные к одной фазе обмотки потери, пропорциональные квадрату якорного тока. У **однофазных** машин без демпферной обмотки или с очень не совершенною демпферной обмоткой Q_I^1 в большей или меньшей степени зависит от активного и реактивного сопротивлений цепи возбуждения, так как этими сопротивлениями определяется джоулево тепло налагающихся в цепи возбуждения на постоянный ток переменных токов с частотою, превосходящею в четное число раз основную частоту (см. § А 3).

Поэтому при экспериментальном определении Q_I^1 активное и реактивное сопротивление цепи возбуждения должны быть приблизительно таковы же, как при номинальной работе. У машин с пристроенным возбудителем (с собственным возбуждением) этого можно достигнуть без труда, регулируя ток возбуждения синхронной машины не посредством добавочных сопротивлений в цепи возбуждения, а при посредстве возбуждения возбудительнаго генератора постоянного тока. У машин, возбуждаемых от особой сети постоянного тока (постороннее возбуждение), активное и реактивное сопротивления которой обычно ничтожно малы, регулировать ток возбуждения можно либо посредством включения и отклю-

чения элементов аккумуляторной батареи, либо, питая цепь возбуждения от вспомогательного генератора постоянного тока, активное и реактивное сопротивления которого в цепи якоря ничтожно малы, и напряжение которого регулируется изменением его возбуждения.

a. Способ короткого замыкания. Проще всего определить активное сопротивление по способу короткого замыкания. Замкнутый на-коротко согласно фиг. 315 генератор S вращается с номинальным числом оборотов от двигателя H, потери которого известны, и потребляемая двигателем мощность P_H измеряется при различных токах возбуждения i синхронной машины. Если откладывать P_H в виде функции от якорного



Фиг. 315. Схема соединений по способу короткого замыкания для определения активного сопротивления.

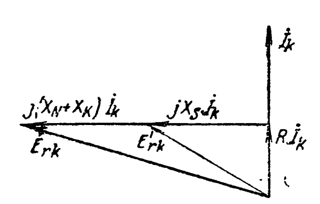
Фиг. 316. Определение активного сопротивления по способу короткого замыкания.

тока I, то получается примерно представленная на фиг. 316 кривая P_H. Если вычесть из нее потери двигателя Q_H, то получаются общие потери короткого замыкания синхронной машины Q_k, причем отрезок на оси ординат изображает сумму Q_{RL} потерь на трение и вентиляцию, а остаток $Q_k - Q_{RL} = Q_I + Q_{Ek}$ равен сумме растущих пропорционально квадрату тока потерь Q_I и обусловленных результирующим потоком при коротком замыкании потерь в железе. Q_{Ek} составляет обычно лишь несколько процентов от железных потерь Q_{EN} при холостом ходе с номинальным напряжением U_N, так что активное сопротивление R получается по урав. (495) преувеличенным на несколько процентов, если положить

$$Q_I{}^1 \approx \frac{Q_k - Q_{RL}}{m}. \tag{496}$$

Для более точного нахождения $Q_I{}^1$ можно сперва определить приближенно Q_{Ek}. Как мы видели в § B 5a, поток рассеяния впадин и головок зубцов пульсирует только в тех зубцах, которые расположены между впадинами различных фаз обмотки, и поэтому не может быть

в этих зубцах уничтожен вращающимся в воздушном промежутке полем. Но железные потери, обусловленные этим потоком, главным образом зависят только от якорнаго тока, и в первом приближении их можно считать пропорциональчыми квадрату силы тока, так что они содержатся в Q_I^1. Зато железные потери Q_{Ek} содержат обусловленные результирующим потоком в воздушном промежутке потери в зубцах (в соответствии с E_{rk} на фиг. 317) и обусловленные результирующим потоком ярма потери в нем самом (в соответствии с E_{rk} на фиг. 317). Если мы сначала будем считаться только с основною волной кривой поля и примем во внимание, что при $I_k = I_N$ результирующая ЭДС $E_{rk} \approx X_\sigma I_N \approx 0{,}1\ U_N$ и E'_{rk} меньше, чем E_{rk} (см. фиг. 317), то потери, обусловленные основною волной результирующего поля, составят меньше одного процента от железных потерь при холостом ходе с номинальным напряжением U_N. Но при коротком замыкании довольно сильно проявляется третья гармоника кривой поля (см. фиг. 30b). Чтобы приближенно найти обусловленные ею потери в железе, допустим, например, что амплитуда третьей гармоники индукции равна амплитуде основной волны и что при номинальной частоте потери на гистерезис вдвое больше, чем потери на вихревые токи.



Фиг. 317. К приблизительному определению железных потерь основной гармоники при коротком замыкании.

Если мы затем будем считать потери на гистерезис пропорциональными частоте, потери на вихревые токи — пропорциональными квадрату частоты, те и другие — пропорциональными квадрату индукции, и примем во внимание, что индукция в ярме при той же индукции в воздушном промежутке обратно пропорциональна порядковому числу гармоники индукции, то обусловленные третьей гармоникою железные потери в зубцах составят $\frac{2}{3} \cdot 3 + \frac{1}{3}\, 3^2 = 5$-кратную, а в ярме $\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} + \frac{1}{3} = \frac{5}{9}$-кратную величину основной волны. Наконец, допустив, например, что при холостом ходе и напряжении на зажимах U_N железные потери вдвое меньше, чем в ярме, мы приходим к выводу, что железные потери третьей гармоники составляют приблизительно $5 \cdot \frac{1}{3} + \frac{5}{9} \cdot \frac{2}{3} = 2{,}04$-кратную величину железных потерь основной волны при коротком замыкании.

Номинальная мощность приводящего двигателя должна несколько превышать потери короткого замыкания Q_k, чтобы потери холостого хода этого двигателя были по возможности малы. Целесообразно пользоваться двигателем постоянного тока с посторонним возбуждением по схеме фиг. 315 (см. также в томе I § III E 2b. стр. 518 и 519). Тогда потери вспомогательного двигателя можно считать равными сумме потерь холостого хода Q_{H_0} при номинальном числе оборотов и неизменном токе возбуждения вспомогательного двигателя i_H и джоулевых потерь, вычисленных по сопротивлению цепи якоря R_{AH}, т. е. $(R_{AH} I_{AH} + U_b) I_{AH}$.

Если в таком случае обозначить через U_{AH} напряжение на якоре вспомогательного двигателя, то

$$Q_k = U_{AH}\ I_{AH} - Q_{H_0} - (R_{AH}\ I_{AH} + U_b)\ I_{AH}\,. \tag{497}$$

b. Способ недовозбуждения и перевозбуждения. Можно определить потери, пропорциональные квадрату якорного тока, и без вспомогательного двигателя, если пустить машину в качестве работающего вхолостую синхронного двигателя. Тогда потребляемая мощность

$$P = Q_{RL} + Q_E + mRI^2 \tag{498}$$

Возникающие при этом потери в железе, обусловленные результирующим полем номинальной частоты, вычисляются по железным потерям холостого хода Q_{EN} при номинальном напряжении по выражению

$$Q \approx \left(\frac{E_r'}{U_N}\right)^2 Q_{EN}, \tag{498a}$$

где E_r' может быть найдено по диаграмме напряжений (см. напр. фиг. 116). Обусловленные трением и вентиляцией потери при возбуждении с $\cos\varphi = -1$ можно получить, вычтя из потребляемой мощности холостого хода P_0 железные потери

$$Q_{E_0} \approx \left(\frac{E'r_0}{U_N}\right)^2 Q_{EN} \tag{498b}$$

и очень небольшие при холостом ходе и $\cos\varphi = -1$ потери

$$mQ_{I_0}{}^1 = mRI_0{}^2. \tag{498c}$$

Подставив отдельные потери в урав. (498), мы получаем для активного сопротивления

$$R = \frac{1}{m(I^2 - I_0{}^2)}\left[P - P_0 - \frac{E_r'^2 - E_{r_0}'^2}{U_N{}^2}\ Q_{EN}\right] \tag{499}$$

и можем его изобразить в виде функции от якорного тока I при недовозбуждении и перевозбуждении.

Чтобы решить, которое из этих значений R является самым надежным и каково наиболее выгодное напряжение на зажимах U, при котором следует производить испытания, нужно прежде всего принять во внимание, что погрешность в вычислении R тем меньше чем меньше поправочные члены P_0 и $\frac{E_r'^2 - E_{r_0}'^2}{U_N{}^2}\ Q_{EN}$ по сравнению с величиною взятого в прямоугольные скобки выражения в урав. (499). Первый поправочный член имеет тем меньшее значение, чем больше якорный ток I, а второй поправочный член обращается в нуль, если напряжение на зажимах при испытании всегда устанавливать так, чтобы $E_r' = E_{r_0}'$, но с другой стороны надо считаться с тем, что R в небольшой степени

зависит также от степени насыщения машины и что форма кривой результирующего поля тем больше отклоняется от соответствующей холостому ходу формы этой кривой и тем больше влияет на железные потери Q_E, чем сильнее якорный ток. Поэтому, очевидно, наиболее надежными будут значения R вблизи номинального тока и при $E_r' = E_{r_0}' = U_N$, причем при перевозбуждении, если машина, как это обычно и бывает, нормально работает с перевозбуждением. Таким образом, мы будем при испытании устанавливать напряжение на зажимах всякий раз так, чтобы ЭДС'ы E_r' и E_{r_0}' были равны номинальному напряжению на зажимах U_N, иными словами, при номинальном токе с недовозбуждением или перевозбуждением должно быть

$$U \approx U_N \mp X_S I_N, \tag{500a}$$

а при холостом ходе с $\cos\varphi = 1$

$$U \approx U_N. \tag{500b}$$

Если это соблюдено, то активное сопротивление, найденное по способу недовозбуждения или перевозбуждения, представляется несколько более надежным, чем найденное по способу короткого замыкания, так как оно, по крайней мере отчасти, учитывает степень насыщения машины.

Для применения этого способа нужно знать реактивное сопротивление X_S лобового рассеяния. Обойтись без него можно в том случае, если, кроме измерения при холостом ходе, еще произвести по одному измерению при недовозбуждении и перевозбуждении с номинальным напряжением и номинальным током и вычислить активное сопротивление по выражению

$$R \approx \frac{1}{m(I_N^2 - I_0^2)} \left[\frac{P_u + P_{ü}}{2} - P_0\right], \tag{501}$$

где P_u означает потребляемую при недовозбуждении, а $P_{ü}$ — при перевозбуждении мощность. В самом деле, тогда при недовозбуждении или перевозбуждении

$$E_r' = U_N \mp X_S I_N, \tag{501a}$$

и взятое в прямоугольные скобки выражение в урав. (499) принимает при недовозбуждении форму

$$[\ ]_u = P_u - P_0 + \left\{2\frac{X_S I_N}{U_N} - \left(\frac{X_S I_N}{U_N}\right)^2\right\} Q_{EN}, \tag{501b}$$

а при перевозбуждении

$$[\ ]_{ü} = P_{ü} - P_0 - \left\{2\frac{X_S I_N}{U_N} + \left(\frac{X_S I_N}{U_N}\right)^2\right\} Q_{EN}. \tag{501c}$$

Среднее значение отсюда:

$$\frac{[\ ]_u + [\ ]_{ü}}{2} = \frac{P_u + P_{ü}}{2} - P_0 - \left(\frac{X_S I_N}{U_N}\right)^2 Q_{EN} \approx \frac{P_u + P_{ü}}{2} - P_0. \tag{501d}$$

Для полноты упомянем еще, что активное сопротивление R у машины с явно выраженными полюсами получается, исходя из кривой геометрического места тока (см. фиг. 197b), равным

$$R = \left| \frac{U \cos \varphi}{I} \right| \tag{502}$$

3. Определение реактивного сопротивления от рассеяния.

а. Способ короткого замыкания. Из полного тока ротора Θ при коротком замыкании с номинальным током и действующего обратного полного тока Θ_{Ag}' получается, согласно фиг. 219, для результирующего полного тока выражение:

$$\Theta_{rk} = \Theta - \Theta'_{Ag}. \tag{503}$$

Зная его величину, можно по характеристике холостого хода найти основную волну E_{rk_1} результирующей ЭДС E_{rk}, так как всегда $\sin \varphi_k \approx 1$. Тогда кажущееся сопротивление равно

$$Z_k = \frac{E_{rk_1}}{I_k}, \tag{503a}$$

а отсюда для реактивного сопротивления рассеяния получается

$$X_\sigma = \sqrt{Z_k^2 - R^2}. \tag{503b}$$

Обычно R^2 мало по сравнению с Z_k^2, так что

$$X_\sigma \approx Z_k. \tag{503c}$$

Чтобы найти Θ_{rk} по урав. (503), нужно вычислить Θ'_{Ag} (урав. (158a) и (210a и b)], но так как при коротком замыкании Θ'_{Ag} лишь не на много отличается от Θ, то ошибка в измерении Θ или в вычислении Θ'_{Ag} имеет большое влияние на Θ_{rk}. Особенно большой может оказаться ошибка у машины с явно выраженными полюсами, так как необходимый для вычисления Θ'_{Ag} коэфициент k_l (см. § D3a) обычно не известен с достаточной точностью.

Чтобы получить по способу короткого замыкания более точные значения X_σ, нужно измерить непосредственно ЭДС E_{rk}. Для этого мы можем воспользоваться пробною катушкой, поместив ее в воздушном промежутке машины по возможности близко к поверхности полюсного наконечника, неподвижно относительно якоря. Стороны катушки расположены параллельно прорезам якорных впадин, осевая длина витков должна простираться до границы главного поля и быть равна при коротком замыкании приблизительно длине якоря, включая вентиляционные каналы. Пробная катушка укрепляется на крепком листе картона толщиной в несколько десятых миллиметра и этот лист так вводится в воздушный промежуток машины, что витки обращены к поверхности якоря. Стремясь выпрямиться, лист ложится на поверхность якоря только обоими

краями (фиг. 318), остальной же частью прилегает к полюсному наконечнику. Закреплять лист с пробной катушкой нет обычно надобности, потому что его передний в направлении вращения край упирается в прорез одной из впадин.

Чтобы при измерении ЭДС, индуктируемой в пробной катушке, по возможности исключить высшие гармоники (см., например, фиг. 30b), можно либо так навить пробную катушку, чтобы обмоточные коэфициенты высших гармоник были малы, либо заглушить высшие гармоники токов в измерительном контуре, или не измерять их. Целесообразно пользоваться двумя из этих средств, потому что каждое из них само по себе зачастую не вполне достаточно. Для заглушения высших гармоник в индуктируемой ЭДС пробная катушка должна быть изготовлена из нескольких витков различной ширины [Л 127 и 27]; чтобы заглушить гармоники тока в вспомогательном контуре, можно ввести дроссельную катушку в измерительный контур, а чтобы измерять только основную волну тока в пробной катушке, можно применить ваттметр, у которого катушка напряжения питается от пробной катушки, а катушка тока — синусоидальным током той же частоты, так что высшие гармоники измерительного тока не могут принимать участие в образовании вращающего момента ваттметра [Л 27].

Обозначив через E_{P_1} основную волну измеренной ЭДС пробной катушки, мы получаем для основной волны ЭДС E_{rk} при коротком замыкании

$$E_{rk_1} = \frac{w}{w_P} \frac{\xi_1}{\xi_{P_1}} E_{P_1}, \tag{504}$$

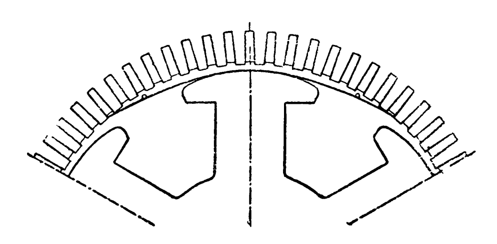
где w — число последовательно соединенных витков одной фазы якорной обмотки и ξ_1 — ее обмоточный коэфициент, соответствующий основной волне, а w_P — число последовательно соединенных витков пробной катушки и ξ_{P_1} — ее обмоточный коэфициент, соответствующий основной волне. Тогда по урав. (503a) можно при помощи E_{rk_1} вычислить кажущееся сопротивление, а по урав. (503b) реактивное сопротивление от рассеяния X_σ, если R найдено по одному из способов § 2.

При дробном числе впадин на полюс и фазу пробную катушку нужно сделать так, чтобы практически исчезала также ЭДС, индуктируемая гармониками низшего порядка и представляющая собою, согласно сказанному в § В 4 а, ЭДС рассеяния.

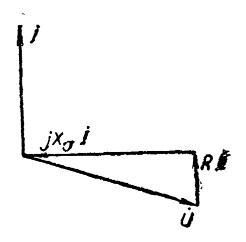
При целом числе впадин на полюс и фазу составляющие RI_k и $X_\sigma I_k$ можно также получить отдельно, измерив активную и реактивную составляющие E_{P_1}. Чтобы получить активную составляющую RI_k, нужно расположить пробную катушку так, чтобы ее ось совпадала с осью одной катушечной группы в одной фазе обмотки; тогда можно непосредственно измерить составляющую RI_k ваттметром, у которого катушка тока питается током катушечных групп, а катушка напряжения — от пробной катушки. Если пробная катушка смещена на половину полюсного деления по окружности якоря, то измеряется реактивная составляющая $X_\sigma I_k$. При этом цепь напряжения у ваттметра, конечно, должна быть практически неиндуктивна. Следовательно, вводить в измерительную

цепь для заглушения высших гармоник дроссельную катушку нельзя, но в этом и нет надобности, так как фазовый ток при коротком замыкании обычно в достаточной степени свободен от высших гармоник.

b. Способ уничтожения главного поля. Реактивную составляющую $X_\sigma I$ и активную составляющую RI падения напряжения мы можем изме-

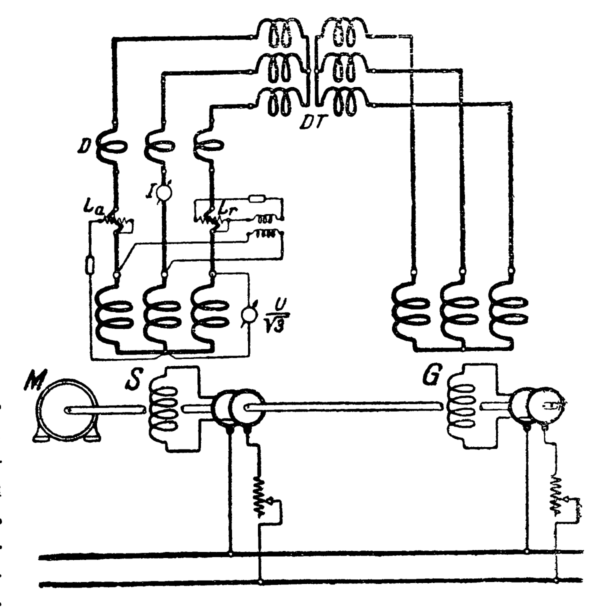


Фиг. 318. Расположение пробной катушки для измерения ЭДС E_r.



Фиг. 319. Диаграмма напряжений при отсутствии главного поля.

рить непосредственно ваттметрами, если заставить исчезнуть основную волну кривой поля, так чтобы результирующая ЭДС E_{r_1} обратилась в нуль, а напряжение на зажимах U уравнялось с падением напряжения $Z_k I$ (см. фиг. 319). Это состояние мы называем отсутствием главного поля, потому что в воздушном промежутке машины основная волна кривой поля при этом отсутствует. Так как в этом состоянии машина уже неспособна сама поддерживать свой синхронный ход, то она должна быть вынуждена к нему извне. Для этой цели испытуемую машину (S на фиг. 320) нужно вращать с синхронным числом оборотов (например от двигателя M). Машина получает напряжение от сочлененного с нею синхронного генератора G, имеющего то же число полюсов, через потенциал-регулятор DT. Целесообразно включить еще дроссельную катушку D, чтобы компенсировать возможные асимметрии в фазах обмотки испытуемой машины. Для приведения машины S в состоя-



Фиг. 320. Схема соединений для определения реактивного сопротивления от рассеяния при отсутствии главного поля.

ние, при котором отсутствует главное поле, мы вводим пробную катушку в воздушный промежуток, как и по способу короткого замыкания, так и устанавливаем ток возбуждения машины S и потенциал-регулятор DT, чтобы основная волна E_{P_1} исчезла. При этом мы сперва устанавливаем ток возбуждения генератора G так, чтобы у машины S получилось ожидаемое падение напряжения $Z_k I$. Затем надо установить E_{P_1} на некоторый минимум, сперва посредством тока возбуждения машины S при неизменном положении потенциал-регулятора, потом — при этом токе возбуждения, посредством поворачивания ротора потенциал-регулятора, и продолжать попеременно такую регулировку, пока наконец E_{P_1} не обратится в нуль. Тогда отсутствие главного поля достигнуто, и мы можем, измерив ваттметрами реактивную мощность $X_\sigma I^2$ и активную мощность RI^2, вычислить по ним X_σ и R.

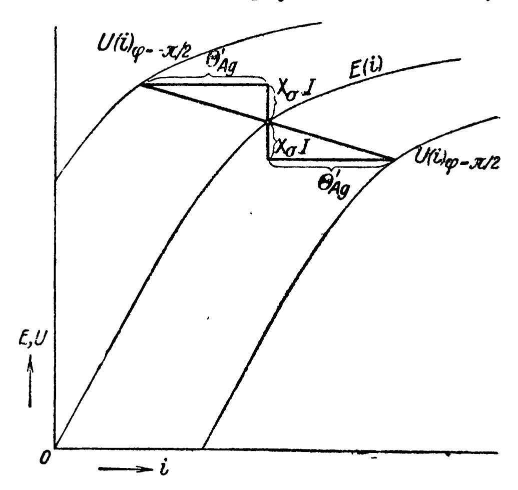
При отсутствии главного поля определение реактивного сопротивления рассеяния несколько сложнее, чем при коротком замыкании, так как нужен еще вспомогательный генератор G (фиг. 320). Но этот способ измерения несколько точнее.

В случае применения способа короткого замыкания нужно точно знать границу между главным полем и полем рассеяния, по которой должны быть расположены поперечные соединения пробной катушки. Но граница эта не всегда известна и сделанное в § а допущение, что эта граница находится у торцевых поверхностей якоря, правильно только с известным приближением. При отсутствии же главного поля нужно констатировать только исчезновение его, а поэтому поперечные соединения пробной катушки не должны простираться до торцевой поверхности якоря, так что нет надобности точно знать границу между главным полем и полем рассеяния. Но обусловленная этим при способе короткого замыкания ошибка столь незначительна, что этот более простой способ обычно заслуживает предпочтения.

В отличие от способа короткого замыкания железные потери при отсутствии главного поля, поскольку они обусловлены результирующим полем, неподвижным относительно индуктора, не входят в результаты измерения. Железные потери основной волны равны нулю. Железные же потери высших гармоник покрываются механическим путем. Зато железные потери, обусловленные теми высшими гармониками, которые не находятся в покое относительно индуктора и поэтому покрываются из сети, в основном пропорциональны квадрату якорного тока и должны заключаться в RI^2. Поэтому при способе уничтожения главного поля получается точное значение активного сопротивления R.

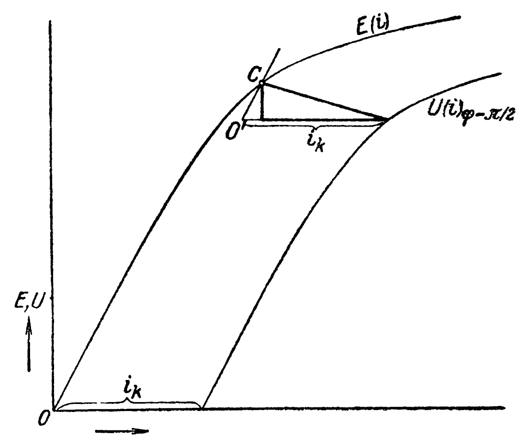
с. Способ треугольника Потье. Весьма распространено определение реактивного сопротивления, указанное Потье [Л 129), по характеристике холостого хода и нагрузочным характеристикам для $\psi \approx \varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ и неизменного якорного тока (см. § Е 1 е). Если передвинуть нагрузочные характеристики так, чтобы они наложились на характеристику холостого хода (см. фиг. 321), то путь, проходимый какой либо точкой нагрузочной характеристики при этом передвижении, представляет собою гипотенузу треугольника Потье (см. § Е 1 е), если предположить, что рассеяние при нагрузке таково же, как при холостом ходе с ЭДС,

равною результирующей ЭДС E_r при нагрузке, что коэфициент k_l (§ D 2 d) постоянен и что активное сопротивление R ничтожно мало по сравнению с реактивным сопротивлением от рассеяния X_σ. При этих допущениях можно затем начертить треугольник Потье, причем вертикальный катет равен $X_\sigma I$, а горизонтальный — действующему полному току якоря Θ'_{Ag}.



Фиг. 321. Определение реактивного сопротивления от рассеяния по способу Потье (смещение нагрузочных характеристик).

Фишер-Хиннен (Fischer-Hinnen) [Л 131] предложил видоизменение этого способа. Он передвигает (фиг. 322) характеристику холостого хода параллельно себе самой, так чтобы горизонтальное расстояние ее начала от нагрузочной характеристики для $\psi \approx \varphi = \pi/2$ оставалось постоянным и равным току возбуждения i_k при коротком замыкании с номинальным током. Тогда в криволинейной части передвинутая характеристика холостого хода (начало O') пересекает первоначальную характеристику холостого хода в точке C и согласно фиг. 322 получается треугольник Потье, вычерченный толстыми линиями. Но катет $X_\sigma I$ этого треугольника только в том случае неизменен для всех возможных точек пересечения C, если сделать те же допущения, что и указанные выше для способа Потье.



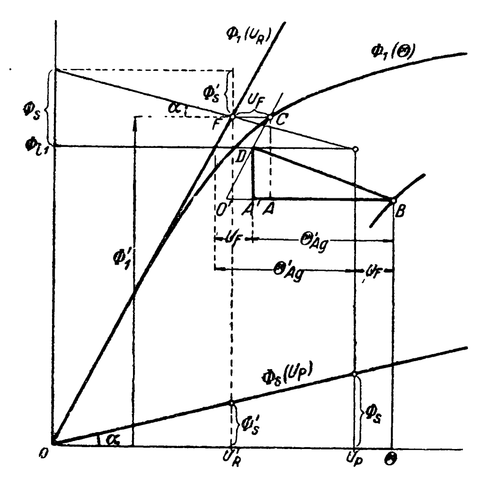
Фиг. 322. Определение реактивного сопротивления от рассеяния по способу Фишер-Хиннена (смещение характеристики холостого хода).

Применительно к машинам с явно выраженными полюсами оба способа страдают большой неточностью, потому что коэфициент k_l не вполне постоянен и потому что рассеяние обмотки возбуждения значительно изменяется при нагрузке.

Таким образом реактивное сопротивление от рассеяния оказывается преувеличенным. Часто оно больше чем вдвое превышает величину, полученную по способу короткого замыкания или по способу уничтожения главного поля, который гарантирует наиболее точное определение X_σ.

Если допустить, что кривая Φ_1 (U_R) прямолинейна, то зная или приблизительно определив коэфициент рассеяния индуктора σ_2, можно построить треугольник Потье точнее. Горизонтальное расстояние $\overline{FC}$ (фиг. 323) до точки пересечения C первоначальной характеристики холостого хода с тою характеристикою холостого хода, которая передвинута по нагрузочной характеристике для $I = \text{const}$ и $\psi \approx \varphi = \pi/2$, равно тогда, согласно § D 4, фиг. 177, магнитному напряжению ротора U_F при нагрузке. Проведя через точку F прямую, наклоненную относительно оси абсцисс на тот же угол (α), как и прямая $\Phi_S(U_P)$, но в противоположном направлении, мы получаем в точке пересечения этой прямой с ординатою $U_P = \text{const}$ результирующий продольный поток Φ_{l_1}. Таким образом получается вычерченный на фиг. 323 толстыми линиями треугольник Потье с приближенным учетом добавочного рассеяния ротора. По урав. (228b) имеем

$$\overline{A'A} = \frac{\Phi_S - \Phi'_S}{G} = \frac{\sigma_2}{1+\sigma_2} \Theta'_{Ag}, \tag{505a}$$



Фиг. 323. Определение реактивного сопротивления от рассеяния по способу Сумека с приближенным учетом добавочного рассеяния ротора.

$$\frac{\overline{A'A}}{\overline{A'B}} = \frac{\sigma_2}{1+\sigma_2} \tag{505b}$$

или

$$\overline{A'A} = \sigma_2 \overline{AB}. \tag{505}$$

Отсюда вытекает указанное еще Сумеком (Sumec [Л 132]) упрощенное определение отрезка $\overline{A'D} \sim X_\sigma I$: из точки пересечения C первоначальной характеристики холостого хода с характеристикой, сдвинутой согласно фиг. 322, опускают перпендикуляр $\overline{CA}$ на $\overline{O'B}$ и откладывают

$$\overline{A'A} = \sigma_2 \cdot \overline{AB}.$$

d. Способ вынутого ротора. На практике часто определяют реактивное сопротивление от рассеяния, как разность между реактивным сопротивлением при вынутом роторе и реактивным сопротивлением от поля в расточке. Для измерения реактивного сопротивления при вынутом роторе обмотку статора присоединяют к напряжению номинальной частоты. Если затем измерить реактивную мощность P_r ваттметром L_r по фиг. 312, то частное

$$X = \frac{P_r}{I^2} \tag{506}$$

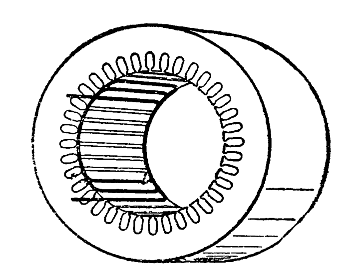
будет равно реактивному сопротивлению якоря. Но это реактивное сопротивление можно также в данном случае, при практически синусоидальной кривой напряжения, вычислить по кажущемуся сопротивлению

$$Z = \frac{U}{I} \qquad (507a)$$

и активному сопротивлению R, получающемуся из измеренной активной мощности P_a согласно выражению

$$X = \sqrt{Z^2 - R^2}. \qquad (507b)$$

Реактивное сопротивление от поля расточки можно измерить с помощью пробной катушки, расположив эту катушку на внутренней поверхности якоря так, чтобы продольные стороны ее находились над серединами прорезов тех впадин, в которых уложены катушечные стороны одной фазы обмотки или же, при целом числе впадин на полюс и фазу, одной катушечной группы. Поперечные же стороны пробной катушки должны совпадать с краями торцевых поверхностей якоря. На фиг. 324 показана такая пробная катушка для трехфазной обмотки с q-тремя впадинами на полюс и фазу. Если обозначить через E_P ЭДС, измеренную у пробной катушки с числом витков w_P, через I — ток фазы, содержащей w последовательно соединенных витков, то реактивное сопротивление от поля расточки равно



Фиг. 324. Расположение пробной катушки для измерения реактивного сопротивления от поля расточки.

$$X_B = \frac{w}{w_P} \frac{E_P}{I}. \qquad (508)$$

Тогда для реактивного сопротивления от рассеяния полагают

$$X_\sigma = X - X_B. \qquad (509)$$

При этом определении реактивного сопротивления рассеяния не измеряется рассеяние головок зубцов, которое само по себе обычно мало. При вынутом роторе лобовое рассеяние заметно больше, чем в работе, когда выступающие за торцевые поверхности якоря главное поле уменьшает лобовое рассеяние. Поэтому X_σ оказывается несколько преувеличенным. Например, у двух маленьких машин (3 kW, при 1500 *об/мин* и 27 kW при 1500 *об/мин*) по этому способу значения X_σ оказались преувеличенными на 5 и 8%.

Обычно реактивное сопротивление от поля расточки не измеряют, а вычисляют его по урав. (124). Так как такое вычисление не учитывает расширения поля расточки на торцевых поверхностях, то реактивное сопротивление от поля расточки оказывается преуменьшенным, а вычисленное по урав. (509) реактивное сопротивление рассеяния X_σ

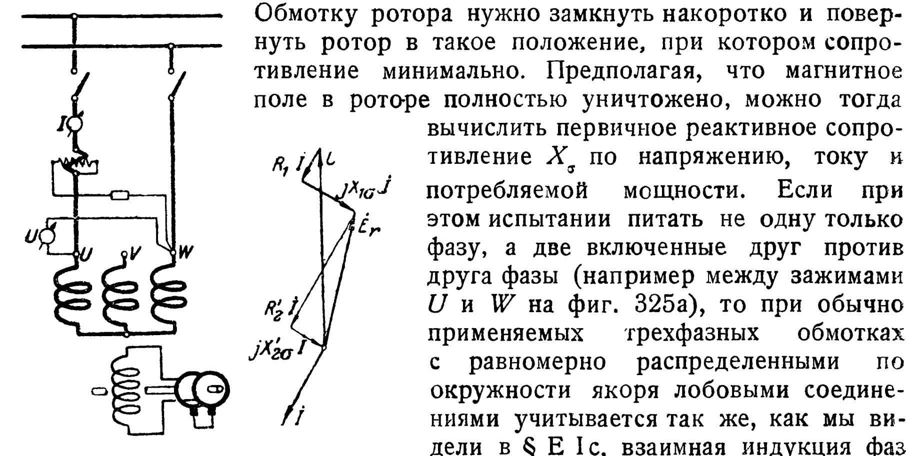
значительно преувеличенным. У только что упомянутых двух машин по этому способу найдены были значения, преувеличенные на 26 и 42%.

Таким образом, определение реактивного сопротивления рассеяния, как разности между реактивным сопротивлением статора при вынутом роторе и вычисленным реактивным сопротивлением от поля расточки, страдает большою неточностью.

е. Способ неподвижного ротора. С грубым приближением можно очень просто определить реактивное сопротивление от рассеяния при неподвижном роторе и однофазном питании якоря. Обмотку ротора нужно замкнуть накоротко и повернуть ротор в такое положение, при котором сопротивление минимально. Предполагая, что магнитное поле в роторе полностью уничтожено, можно тогда вычислить первичное реактивное сопротивление X_σ по напряжению, току и потребляемой мощности. Если при этом испытании питать не одну только фазу, а две включенные друг против друга фазы (например между зажимами U и W на фиг. 325a), то при обычно применяемых трехфазных обмотках с равномерно распределенными по окружности якоря лобовыми соединениями учитывается так же, как мы видели в § E Ic, взаимная индукция фаз обмотки, и мы получаем для отнесенного к одной фазе (первичного) реактивного сопротивления рассеяния

$$X_\sigma \approx \frac{U}{2I}\sqrt{1-\left(\frac{P}{UI}\right)^2}, \qquad (510)$$

где U означает приложенное к зажимам U, W напряжение, I — ток и P — потребляемую мощность.



Фиг. 325a. Схема соединений для измерения реактивного сопротивления от рассеяния при неподвижном роторе.

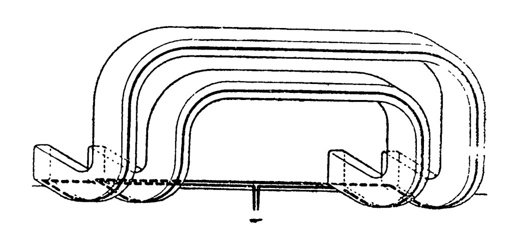
Фиг. 325b. Диаграмма напряжений для схемы фиг. 325a.

Урав. (510) при наличии демпферной обмотки с очень малым рассеянием дает довольно правильные значения. Менее правильны они у машин без демпферной обмотки, с массивными полюсными наконечниками, и весьма неправильны при полюсных наконечниках, набранных из листов. Точнее можно определить первичное реактивное рассеяние $X_{1\sigma}$, которое мы, для простоты, обозначали обычно через X_σ, если на поверхности якоря расположить вспомогательную катушку (см. фиг. 318), так чтобы можно было, учитывая коэфициент трансформации между якорной обмоткой и вспомогательной катушкой, вычислить результирующую ЭДС E_r (фиг. 325b) и активную мощность $P_{вн} = E_r I \cos(\dot{E}_r, \dot{I})$. Тогда согласно фиг. 325b получается

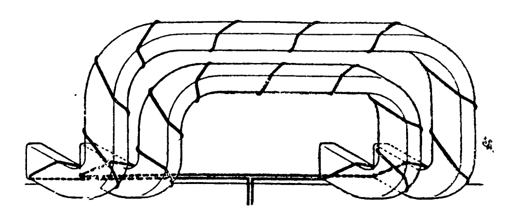
$$X_{1\sigma} = \frac{U}{2I}\sqrt{1-\left(\frac{P}{UI}\right)^2} - \frac{E_r}{2I}\sqrt{1-\left(\frac{P_{вн}}{E_r I}\right)^2} \qquad (511)$$

В этом случае, конечно, исчезает простота описанного способа.

f. Реактивное сопротивление от лобового рассеяния. Если уничтожить главное поле в области одной катушечной группы якорной обмотки, то реактивное сопротивление от лобового рассеяния этой катушечной группы можно приближенно определить по ЭДС, индуктированной в пробной катушке, отдельные витки которой расположены как можно ближе к катушечным головкам, и в воздушном промежутке — на границе торцевой стороны статора (фиг. 326). Индуктированная в пробной катушке ЭДС мало зависит от положения витков пробной катушки относительно поверхности катушечных головок. Чтобы по возможности исключить это влияние, рекомендуется намотать витки пробной катушки растянутыми спиралями вокруг катушечных головок (фиг. 327). Чтобы при этом уничтожить влияние составляющих поля в направлении оси спирали на индуктируемую в пробной катушке ЭДС, можно каждые две такие спирали намотать в различном направлении вокруг катушечных головок и соединить их последовательно, так чтобы ЭДСы, индуктируемые в спиралях осевыми составляющими поля, нейтрализовали друг друга.



Фиг. 326. Простая пробная катушка для измерения реактивного сопротивления от лобового рассеяния.



Фиг. 327. Пробная катушка, навитая спиралями вокруг головок катушек для измерения реактивного сопротивления от лобового рассеяния.

Если обозначить через w_p число последовательно соединенных главных витков пробной катушки (то-есть без учета числа спиральных витков, намотанных на катушечные головки), через E_p индуктируемую в пробной катушке ЭДС и через w число витков катушечной группы, по которой проходит ток I, то реактивное сопротивление равно

$$X'_s = \frac{w}{w_p} \frac{E_p}{I}. \tag{510a}$$

К нему надо прибавить реактивное сопротивление X''_s, соответствующее полю, которое проходит внутри малых спиралей пробной катушки, чтобы получилось реактивное сопротивление лобового рассеяния данной катушечной группы

$$X_s = X'_s + X''_s. \tag{510}$$

X''_s — это по сравнению с X_s небольшая величина, которую мы можем вычислить с достаточной точностью. Согласно урав. (376) тома I для реактивного сопротивления мы можем написать

$$X''_s = 0{,}158 \frac{f}{100}\left(\frac{w}{100}\right)^2 \frac{l_s}{p} \frac{\lambda''_s}{q}\ \Omega, \tag{510b}$$

причем f означает частоту, w — число последовательно соединенных витков катушечной группы, l_S — среднюю длину витка катушечных головок в cm и λ''_S — коэфициент магнитной проводимости, соответствующий полю, которое находится внутри спиралей пробной катушки.

λ''_S мы можем разложить на две части. Одна часть λ''_{Si} соответствует внутренней части поля рассеяния до окружности, описанной вокруг голых проводников сечения катушечной головки (радиус r_1, фиг. 328), другая часть λ''_{Sa} соответствует наружной части поля рассеяния, начиная от описанной окружности до окружности спирали пробной катушки (радиус $r_1+d=r+\frac{d}{2}$ на фиг. 328). При круглом сечении катушечной головки мы получаем по урав. (377) тома I

$$\lambda''_{Si}=\int_0^{r_1} H'^2\ 2\pi\ x dx=\int_0^{r_1}\left(\frac{x}{2\pi r_1^2}\right)^2 2\pi\ x dx=\frac{1}{8\pi} \qquad (511a)$$

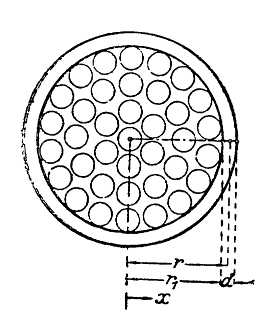
и

$$\lambda''_{Sa}\approx H'^2\ 2\pi\ rd\approx\left(\frac{1}{2\pi r}\right)^2 2\pi rd=\frac{d}{2\pi r}, \qquad (511b)$$

следовательно

$$\lambda''_S=\frac{1}{8\pi}+\frac{d}{2\pi r}\approx 0{,}04+\frac{d}{2\pi r}. \qquad (511)$$

При различных формах катушечных групп мы получаем различные части реактивного сопротивления X_S. Суммируя реактивные сопротивления всех последовательно включенных катушечных групп, мы получаем реактивное сопротивление одной фазы обмотки. Если требуется определить реактивное сопротивление X_S лишь приближенно, то оно может быть найдено также по способу короткого замыкания с помощью описанной здесь пробной катушки. Небольшая неточность обусловлена здесь тем обстоятельством, что граница между главным потоком и потоком рассеяния немного удалена от торцевых стенок якоря. Значительно менее точно определение при способе вынутого ротора, так как тогда поток лобового рассеяния больше, чем при вставленном роторе. У обеих указанных в § d машин результаты измерения оказались преувеличенными на 16 и 17%.



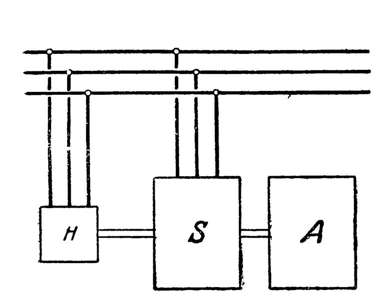
Фиг. 328. К вычислению удельных магнитных проводимостей λ''_{Si} и λ''_{Sa}.

4. Определение углов β и β_i.

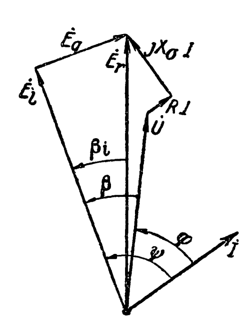
Знание углов β и β_i (см. фиг. 43) при различных нагрузках и возбуждениях синхронной машины важно для некоторых специальных исследований, например, для экспериментального определения коэфициентов k_q, k_l и k, о чем мы еще будем говорить подробнее в § e. Поэтому

мы в §§ a — d опишем сначала ряд способов для измерения углов β и β_i.

a. При непосредственном соединении со вспомогательной машиной. Исследуемая синхронная машина S (фиг. 329) соединяется непосредственно со второю, меньшею синхронною машиной H, имеющею то же число полюсов и поворотный статор, и с любым двигателем (нагрузочной машиной) A. Машину S сперва возбуждают так и вращающий момент машины A устанавливают таким, чтобы якорный ток в синхронной машине S был равен нулю. Затем доводят до нуля якорный ток вспомогательной машины, изменяя ее возбуждение и поворачивая статор, и отмечают соответственное положение статора. При таком состоянии



Фиг. 329. Определение β при помощи вспомогательной машины, спаренной с испытуемою.



Фиг. 330. Определение $\beta - \beta_i$ по диаграмме напряжений.

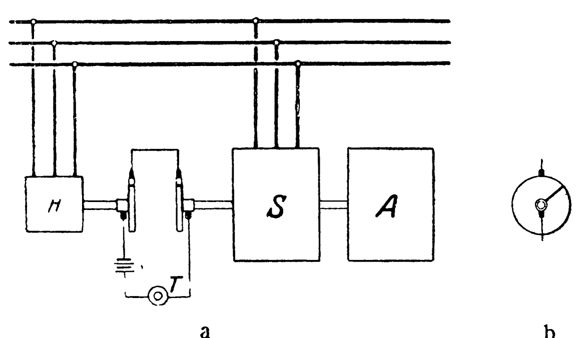
машинного агрегата угол β для обеих синхронных машин равен нулю и напряжение на зажимах U совпадает по фазе с продольною ЭДС E_l. Если машину S при любом возбуждении нагрузить машиною A и повернуть статор вспомогательной машины H таким образом, чтобы потребляемый ею ток был равен нулю, то-есть, чтобы продольная ЭДС опять совпала по фазе с напряжением на зажимах U, то по пространственному углу смещения β_R статора вспомогательной машины H определяется угол сдвига фаз $\beta = p\beta_R$ для испытуемой синхронной машины S, где p означает число пар полюсов обеих машин. С помощью активного падения напряжения и реактивного падения напряжения от рассеяния можно тогда найти и угол β_i по векторной диаграмме (фиг. 330).

β и β_i означают не только временные углы сдвига фаз в векторной диаграмме, но и пространственные углы сдвига фаз, причем β — это угол сдвига фаз, на который при нагрузке полюсное колесо отстает от своего положения при холостом ходе или опережает его, а β_i — угол сдвига фаз между результирующим полем в воздушном промежутке и продольным полем. Определение углов β и β_i тем точнее, чем меньше число полюсов испытуемой машины, потому что пространственный угол поворота статора вспомогательной машины H обратно пропорционален числу полюсов.

Если в распоряжении нет вспомогательной машины с поворотным статором, то применить можно также машину с неподвижным статором.

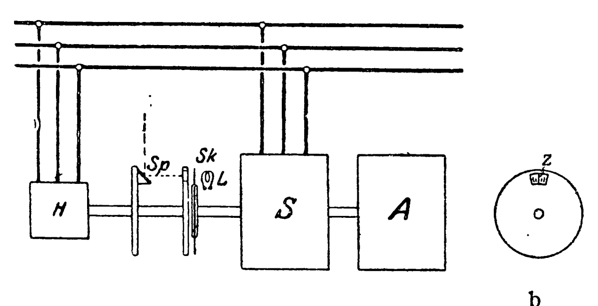
Тогда перед вспомогательной машиною H нужно включить потенциал-регулятор; возбуждение вспомогательной машины H и потенциал-регулятора нужно урегулировать так, чтобы ток, потребляемый потенциал-регулятором, был равен нулю. Поворот потенциал-регулятора на угол β_R между холостым ходом и нагрузкою испытуемой машины S дает тогда угол сдвига фаз $\beta = p_T \beta_R$, где p_T означает число пар полюсов потенциал-регулятора. Поэтому, пользуясь при многополюсных машинах малополюсным потенциал-регулятором, можно определить угол β гораздо точнее, чем поворачивая статор вспомогательной машины.

b. С отдельной вспомогательной машиной. По этому способу вспомогательную машину пускают в ход как питаемый от сети работающий вхолостую синхронный двигатель и сравнивают какую-либо, вращающуюся вместе с ее валом, точку с соответственной точкой испытуемой машины.



Фиг. 331a и b. Определение β при помощи отдельной вспомогательной машины и контактных дисков.

Это сравнение можно производить различным образом. На фиг. 331a для этой цели применены два контактных диска согласно фиг. 331b, включенные в общий контур с телефоном T. После того как машина S отрегулирована на ток, равный нулю путем воздействия на ее возбуждение и привод, щетку, скользящую по контактному диску вспомогательной машины, передвигают до тех пор, пока контакты обоих дисков не будут замыкаться одновременно, что легко узнать по возникновению звука в телефоне T. При нагрузке синхронной машины, ее полюсное колесо смещается, между тем как на вспомогательной машине эта нагрузка не отражается. Угол сдвига фаз β между напряжением на зажимах и продольной ЭДС испытуемой машины определяется по углу β_R, на который должна быть передвинута щетка на контактном диске вспомогательной машины, чтобы в телефоне T снова раздался звук, и равен $\beta = p_H \beta_R$, где p_H означает число пар полюсов вспомогательной машины H.



Фиг. 332a и b. Определение β с помощью отдельной вспомогательной машины и диска со шкалой.

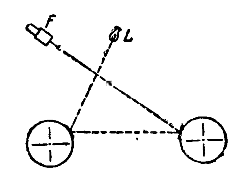
Число пар полюсов вспомогательной машины p_H может быть при

этом выбрано независимо от числа пар полюсов испытуемой машины p. Зато числа пар полюсов определяют собою то число оборотов испытуемой машины, после которого всякий раз замыкается телефонный контур. Если через t обозначить наибольший делитель, общий для обоих чисел пар полюсов, то это число оборотов равно

$$u = \frac{p_H}{t}. \tag{512}$$

Таким образом, если число пар полюсов испытуемой машины является целым кратным числа пар полюсов вспомогательной машины, то контур замыкается после каждого оборота испытуемой машины.

Представленное на фиг. 332а устройство позволяет отсчитывать смещение полюсного колеса по шкале. На валу испытуемой машины S находится диск с прозрачною шкалою Sk, которая освещена источником света L. Перед этой шкалою движется укрепленная на валу синхронной вспомогательной машины H стрелка Z (фиг. 332b) в форме тонкой проволоки, натянутой над вырезом, сделанным в диске, который сидит на валу вспомогательной машины. Второй диск, находящийся на валу вспомогательной машины, снабжен зеркальцем Sp, в котором можно видеть шкалу и стрелку непосредственно или через зрительную трубу.

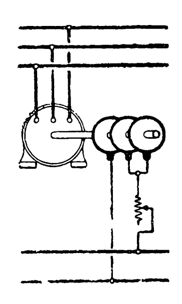


Фиг. 333. Определение β с помощью зеркал на валах.

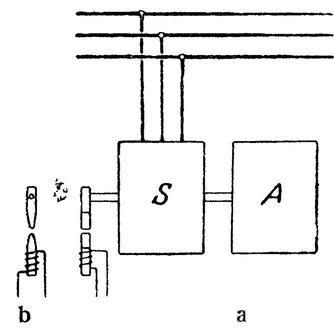
Когда испытуемая машина S и вспомогательная машина H питаются от общей сети и не качаются, то стрелка Z неподвижна относительно шкалы Sk и на шкале можно отсчитывать положение полюсного колеса синхронной машины S, изменяющееся в зависимости от ее нагрузки. Если бы вместо вращающегося зеркала мы применили неподвижное, то отражение шкалы было бы значительно менее ясно. Числа полюсов обеих машин не должны быть непременно равны друг другу; для получения ясной картины, расстояние зеркала от шкалы должно так относиться к расстоянию его от середины вала, как относятся между собою числа полюсов вспомогательной и испытуемой машин [Л 141].

Гораздо точнее можно определять взаимное положение обоих полюсных колес по способу, предложенному Гёргесом и Вейдигом (Görges und Weidig) [Л 142]. На валах обеих машин укреплены зеркала, от которых световой луч источника света L (фиг. 333) отражается в зрительную трубу F. Если при токе в испытуемой машине, равном нулю, расположить источник света так, чтобы световой луч можно было наблюдать в трубу, то смещение полюсного колеса при нагрузке может быть определено по тому смещению источника света или трубы, которое необходимо для того, чтобы световой луч снова упал в трубу. Угол поворота полюсного колеса может быть также измерен непосредственно, если заменить зрительную трубу шкалою, на которую падает световой луч. Для применения способа, описанного в этом параграфе, необходимо, чтобы как испытуемая, так и вспомогательная машина совершенно не качались при вращении. Если одна из машин качается относительно вектора сети, то определение угла β затруднено или даже невозможно.

Качание вспомогательной машины преимущественно бывает обусловлено самовозбуждающимися колебаниями (см. § Н 3), и оно тем сильнее, при отсутствии достаточно сильного успокоения посредством поперечного поля, чем больше активное сопротивление якорной обмотки вспомогательной машины и чем больше отношение E/U ЭДС ротора к напряжению на зажимах. Поэтому возбуждение вспомогательной машины без поперечной успокоительной обмотки нужно брать возможно меньшим; рекомендуется разомкнуть обмотку возбуждения (принцип реактивной машины), если опрокидывающая мощность такой реактивной машины больше, чем потери холостого хода. Но вспомогательная



Фиг. 334. Включение асинхронной машины в качестве вспомогательной машины.



Фиг. 335а и b. Определение β посредством индукционных токов.

машина может также начать качаться при возникновении резонанса между частотою колебаний вектора сети и частотою собственных колебаний вспомогательной машины. Эти колебания, как равно и самовозбуждающиеся, можно заглушить посредством сильной поперечной демпферной обмотки. Рекомендуется поэтому пользоваться в качестве вспомогательной машины асинхронным двигателем с роторною обмоткой, соединенной в звезду, включив его по схеме фиг. 334.

c. При помощи осциллографа. При представленном на фиг. 335а устройстве на валу испытуемой машины помещен постоянный магнит, против которого расположена катушка с железным сердечником, неподвижная в пространстве (см. фиг. 335b). В этой катушке при вращении машины индуктируется ЭДС e, которая, например, у четырехполюсной машины по сравнению с напряжением u имеет представленный на осциллограмме на фиг. 335с характер. Прохождение через нуль кривой e проявляется весьма резко. Допустим, что осциллограмма фиг. 335с относится к тому случаю, когда возбуждение и привод испытуемой машины отрегулированы так, что якорный ток этой машины равен нулю. Пусть при этом кривая e сдвинута относительной кривой u на абсциссу x_0. При нагрузке машины полюсное колесо смещается, а значит смещается и кривая e относительно напряжения иа зажимах u. Пусть сдвиг между обеими кривыми будет теперь x_1 (фиг. 335d). Таким образом кривая продольной ЭДС e_l сдвинута при нагрузке на

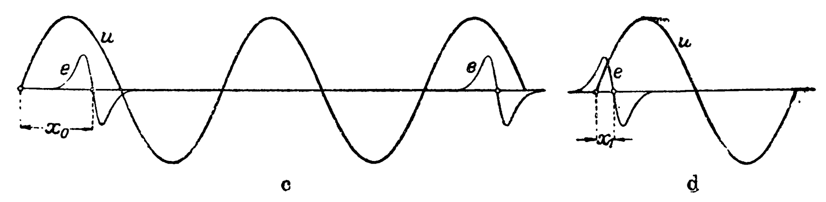
разность между абсциссами $x_1 - x_0$ относительно напряжения на зажимах, если только при обеих съемках барабан осциллографа вращался с одинаковой скоростью. Тогда угол β может быть найден по $x_1 - x_0$. Если же барабан осциллографа при обеих съемках вращается не с одинаковой скоростью, то получаются углы

$$\beta_0 = \frac{x_0}{T_0} 2\pi, \beta_1 = \frac{x_1}{T_1} 2\pi, \tag{513a и b}$$

а отсюда

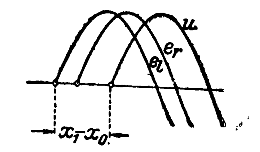
$$\beta = \left(\frac{x_1}{T_1} - \frac{x_0}{T_0}\right) 2\pi, \tag{513}$$

где T_0 и T_1 — это взятые из осциллограммы и соответствующие одному периоду *u* длины абсцисс.



Фиг. 335c и d. Осциллограммы напряжения на зажимах и индукционной ЭДС *e* у четырехполюсной машины. c) При холостом ходе, d) при нагрузке.

Результирующую ЭДС мы можем измерить с помощью пробной обмотки в воздушном промежутке машины. Если машина имеет целое число впадин на полюс и фазу, то этою пробной обмоткой служит обыкновенная катушка, ось которой совпадает с осью одной катушечной группы одной фазы обмотки, — той фазы, напряжение которой *u* осциллографируется. При дробном числе впадин на полюс и фазу пробная катушка должна быть аналогична соответственной фазе обмотки. Мы снимаем осциллографом одновременно кривую напряжения одной фазы *u* и кривую пробной обмотки e_r и можем нанести на ту же осциллограмму положение кривой продольной ЭДС e_l, сдвинутой на разность абсцисс $x_1 - x_0$ относительно кривой *u* (фиг. 335e).



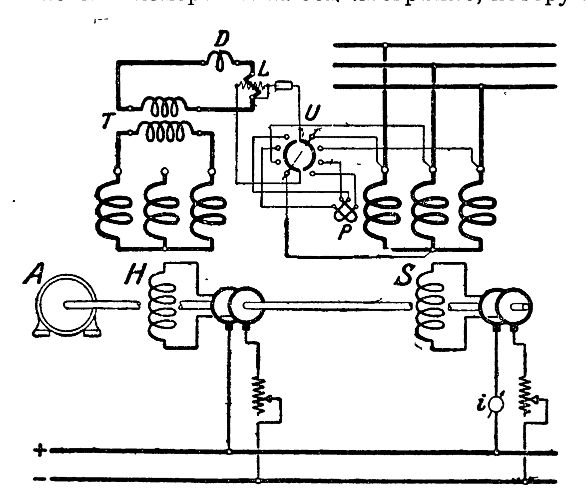
Фиг. 335e. Определение положения e_r с помощью пробной катушки.

Постоянный магнит с неподвижною катушкой можно заменить диском, который при каждом обороте замыкает контакт и отмечает на осциллограмме замыкание тока. Особенно для этого пригоден контактный диск, который описал Шаде (Schade), (E. u. M., 1906, стр. 617).

Вместо постоянного магнита по фиг. 335b или контактного диска можно, наконец, применить и вспомогательную машину, лучше всего — имеющую такое же число полюсов, как испытуемая машина *S*. Сперва одновременно осциллографируют напряжения на зажимах обеих машин при холостом ходе и получают на основании расстояния между абсцис-

сами обеих кривых x_0 относительное положение обоих полюсных колес. Затем осциллографируют одновременно напряжение на зажимах вспомогательной машины u_H и напряжение на зажимах u присоединенной к сети машины S при точно такой же скорости вращения барабана осциллографа. Из этой осциллограммы получают расстояние x_1 между абсциссами кривых u и u_H. По разности $x_1 - x_0$ можно затем вычислить угол β машины S при нагрузке.

Точность описанного в этом параграфе способа ограничена точностью измерений на осциллограмме, которую, впрочем, можно для этой цели начертить в большом масштабе абсцисс.

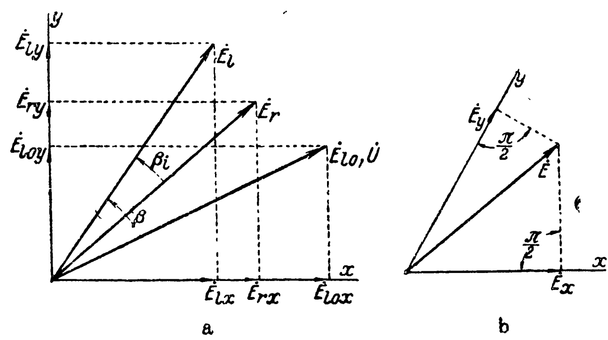


Фиг. 336. Схема соединений для определения β и β_i посредством ваттметра.

d. При помощи ваттметра. С испытуемой синхронной машиной спарена синхронная вспомогательная машина H (фиг. 336). Вспомогательная машина питает (через трансформатор T) катушку тока ваттметра L. Чтобы получить по возможности синусоидальный ток, который бы вызывал отклонения ваттметра, взаимодействуя только с основными волнами токов в катушке напряжения, рекомендуется ввести в контур еще дроссельную катушку D. Катушку напряжения ваттметра можно соединить с испытуемой синхронной машиной S через переключатель U. При первом положении переключателя, отмеченном штрихпунктиром, катушка напряжения ваттметра находится под напряжением первой фазы машины S. Если привод машины S и ток возбуждения отрегулированы на нулевой якорный ток или если машина S отключена от сети, то измеряется составляющая E_{lox} (фиг. 337а) основной волны продольной ЭДС, совпадающей в этом случае с напряжением на зажимах. Когда мы переставляем переключатель на вторую пару контактов, то катушка ваттметра питается от зажимов других фаз, то-есть от напряжения, основная волна которого при симметричной сети и симметричной обмотке сдвинута относительно напряжения первой фазы на четверть периода и превышает его в $\sqrt{3}$ раза. Тогда измеряется $\sqrt{3}$-кратная величина составляющей E_{loy} (фиг. 337а). При нагрузке синхронной машины S полюсное колесо, а с ним и фаза тока в катушке тока ваттметра смещаются. Тогда мы измеряем при первом положении переключателя составляющие E_{lx} и $\sqrt{3}\,E_{ly}$ при нагрузке. Чтобы измерить также составляющие результирующей ЭДС E_r, надо поместить в воздушном промежутке машины S две одинаковые пробные катушки P, из которых при целом числе впадин на полюс и фазу одна совпадает по фазе

с катушечной группой первой фазы машинных обмоток, а вторая смещена относительно нее на половину полюсного деления. При втором и третьем положениях переключателя U измеряются составляющие E_{rx} и E_{ry} результирующей ЭДС E_r. Если отложить составляющие измеренного напряжения в прямоугольной системе координат, то получаются напряжения в их фазовом взаимоположении, а стало быть и углы β и β_i.

Если предположенная симметрия сети и синхронной машины отсутствует, то катушку напряжения ваттметра нужно питать всякий раз только от одной фазы обмотки машины S, то-есть — от одноосной с нею пробной катушки, и тогда нужно для измерения составляющих напряжения переключить катушку ваттметра на вспомогательную машину H, которая в этом случае должна быть снабжена симметричной



Фиг. 337a и b. Определение β и β_i по измерениям мощности.

двухфазной обмоткой. При этом, вообще говоря, для каждой фазы обмотки должны получиться другие углы β и β_i.

Если вместо симметричной двухфазной машины воспользоваться, в качестве вспомогательной машины, соединенною в звезду трехфазною машиной и сперва присоединить катушку тока ваттметра к одной фазе, а затем к зажимам других фаз, то в обоих случаях вспомогательная машина нагружена различно. Так как это различие нагрузок вспомогательной машины в полной мере не может быть устранено даже путем изменения коэфициента трансформации у трансформатора T и так как, следовательно, угол сдвига фаз между напряжением на зажимах и продольною ЭДС вспомогательной машины при этих измерениях не остается совершенно неизменным, то в определении угла β могут возникнуть ошибки, если вспомогательной машиной служит машина трехфазная. Если же воспользоваться только двумя фазами симметричной трехфазной вспомогательной машины, то составляющие E_x и E_y измеряются в косоугольной системе координат, оси которой образуют между собою угол $\pi/3$. В этом случае согласно фиг. 337b получается фаза результирующей ЭДС E.

Фазовый угол β можно, наконец, определить с помощью простых измерений напряжения, измерив напряжения якорных обмоток испытуемой и вспомогательной машин, а также разностное напряжение, и найдя угол β по треугольнику напряжений (см. также § III E 3, фиг. 515a и b).

Если статор вспомогательной машины поворотный [Л 144, стр. 150], то углы β_i и β можно также определять непосредственно по положению статора вспомогательной машины, устанавливая его всякий раз на нуле — все отклонения ваттметра по фиг. 336.

е. Определение коэфициентов k_q, k_l и k. Измерение угла β_i и результирующей ЭДС E_r, определить которую мы можем при помощи описанной в § 3а пробной катушки, помещенной в воздушном промежутке машины, дает возможность экспериментально найти коэфициенты k_q, k_l и k.

Для E_q мы получаем $E_r \sin\beta_i$ (см. фиг. 330) и можем по нижней прямолинейной части характеристики холостого хода или по ее продолжению найти соответственный действующий поперечный полный ток якоря Θ'_{Aq} и вычислить коэфициент

$$k_q = \Theta'_{Aq}/\Theta_{Aq}. \tag{514a}$$

С помощью продольной ЭДС $E_l = E_r \cos\beta_i$, полного тока ротора и кривой холостого хода мы получаем, согласно сказанному в § D 2с, действующий продольный полный ток якоря Θ'_{Ag}. Для $\psi = \pm\pi/2$ второй член действующего продольного полного тока якоря в урав. (210а и b) равен нулю и мы получаем

$$k_l = \Theta'_{Ag}/\Theta_{Ag} = \Theta'_{Ag}/\Theta_A \tag{514b}$$

При $\psi = 0$ или $\psi = \pi$ первый член Θ'_{Ag} в урав. (210а и b) равен нулю, и мы получаем для машины с постоянной длиной воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника

$$k = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_{Ag}} \frac{\delta_0}{b_p} = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_A} \frac{\delta_0}{b_p}, \tag{515a}$$

а для машины с синусоидальною кривою поля в области полюсного наконечника при холостом ходе

$$k = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_{Ag}} \frac{\delta_0}{\tau} = \frac{\Theta'_{Ag}}{\Theta_A} \frac{\delta_0}{\tau}. \tag{515b}$$

f. Определение угла качания β_p и степени неравномерности. Угол качания β_p и степень неравномерности синхронной машины можно определить по осциллограмме, на которой постоянная скорость представлена вместе с переменною. Мы можем, например, снять на вращающуюся с постоянною скоростью бумажную ленту напряжение на зажимах вспомогательной синхронной машины, которая спарена с испытуемой машиной и частота которой по возможности велика по сравнению с частотою качания испытуемой машины. Пусть представленная на фиг. 338 кривая e изображает такую осциллограмму; при этом предполагается, что машина вращается с постоянною средней скоростью.

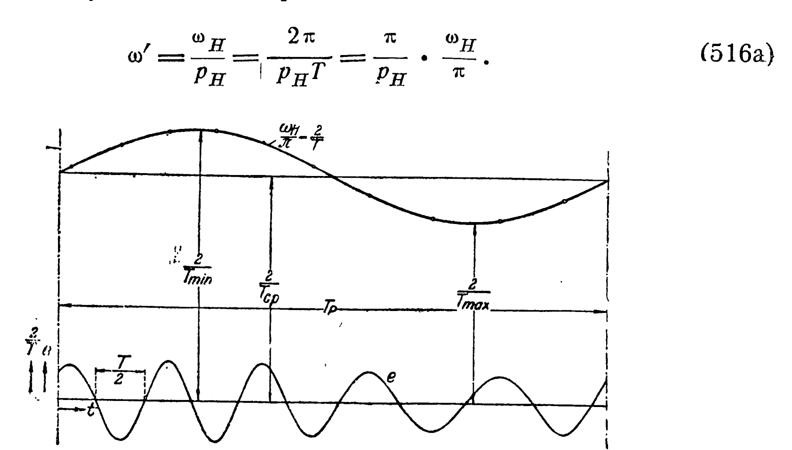
На этой осциллограмме, откладываем обратные значения полупе-

риода волны $T/_2$ над серединою каждого полупериода и соединяем эти точки кривою

$$\frac{\omega_H}{\pi} = \frac{2}{T}, \tag{516}$$

где ω_H означает круговую частоту вспомогательной машины. Тогда угловая скорость вспомогательной машины и непосредственно с нею спаренной испытуемой машины равна

$$\omega' = \frac{\omega_H}{p_H} = \frac{2\pi}{p_H T} = \frac{\pi}{p_H} \cdot \frac{\omega_H}{\pi}. \tag{516a}$$



Фиг. 338. Определение угла качания и степени неравномерности по осциллографически снятой *e*.

Если еще обозначить через

$$\omega'_{cp} = \frac{2\pi}{p_H T_{cp}} \tag{516b}$$

среднюю угловую скорость, то степень неравномерности равна

$$\delta = \frac{\omega'_{max} - \omega'_{min}}{\omega'_{cp}} = \frac{\pi}{p_H \omega'_{cp}} \left[\left(\frac{\omega_H}{\pi}\right)_{max} - \left(\frac{\omega_H}{\pi}\right)_{min} \right] =$$

$$= \frac{T_{cp}}{2} \left[\frac{2}{T_{min}} - \frac{2}{T_{max}} \right]. \tag{517}$$

Налагающаяся на равномерную скорость ω'_{cp} скорость качания равна

$$\omega'_p = \omega' - \omega'_{cp} = \frac{\pi}{p_H}\left(\frac{2}{T} - \frac{2}{T_{cp}}\right). \tag{518a}$$

Отсюда для угла качания получается

$$\beta = p \int_0^t \omega'_p dt = \pi \frac{p}{p_H} \int_0^t \left(\frac{2}{T} - \frac{2}{T_{cp}}\right) dt, \tag{518}$$

где p означает число пар полюсов испытуемой машины, а величина $\left(\frac{2}{T}-\frac{2}{T_{cp}}\right)$ может быть взята из фиг. 338.

По кривой $\frac{\omega_H}{\pi}=\frac{2}{T}$ мы находим период качания T_P и получаем отсюю для частоты

$$f_P=\frac{1}{T_P}. \tag{519}$$

Угловой скорости ω' пропорциональна также амплитуда кривой e, но полупериоды $T/2$ поддаются более точному определению.

Чтобы можно было точно промерить осциллограмму, длины волн на ней должны быть достаточно велики, а поэтому светочувствительная лента должна быть очень длинною и сбегать с большою скоростью. Эта скорость сбегания равна

$$v=2af_H, \tag{520a}$$

где a означает желательную среднюю длину полуволны на осциллограмме, а f_H среднюю частоту напряжения на зажимах вспомогательной машины. Чтобы осциллографировать полное качание, длина светочувствительной ленты должна составлять не меньше

$$L=2a\frac{f_H}{f_P}, \tag{520b}$$

где f_P означает частоту качания. Светочувствительная бумага при большой скорости сбегания по урав. (520a) обычно недостаточно прочна; больше для этой цели подходит светочувствительная лента из целлулоида [Л 145].

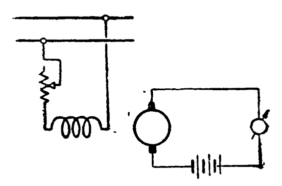
Для уничтожения высших гармоник осциллографируемой волны, затрудняющих точный отсчет точек пересечения этой кривой с осью абсцисс, можно включить в контур петли осциллографа дроссельную катушку.

Если желательно определить колебание вектора сети и если его частота мала по сравнению с частотой сети, то можно осциллографировать напряжение сети и определить характеризующие качание величины по способу, указанному на фиг. 338.

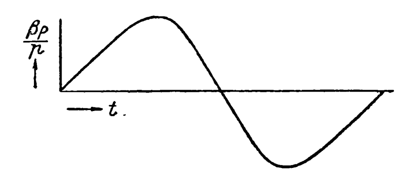
Аналогичный способ основан на том явлении, что частота колебаний камертона практически постоянна [Л 146]. Нанося эти колебания на гладкую вращающуюся часть испытуемой машины, мы получаем осциллограмму, сходную с кривою e на фиг. 338, с той лишь разницей, что здесь постоянна частота колебаний, а там — скорость перемещения ленты, здесь переменна скорость движения поверхности, на которой производится запись, а там — частота колебаний. По этой осциллограмме мы можем тогда, согласно фиг. 338, вычислить коэфициент (степень) неравномерности и угол качания. Для нанесения осциллограммы камертон снабжают штифтом, а поверхность, на которой должна быть произведена запись, покрывают копотью. Такою поверхностью может, например, служить обод маховика, или же насаженный на свободный конец вала шкив.

Скорость в виде функции от времени можно также непосредственно измерить по напряжению машины постоянного тока, имеющей независимое возбуждение, если жестко соединить ее с испытуемой машиною. Но так как колебания скорости около ее среднего значения очень малы, то в цепь машины постоянного тока включают аккумуляторную батарею (фиг. 339), которая нейтрализует среднюю ЭДС машины постоянного тока в контуре измерительного прибора, так что измеряются одни только колебания [Л 146]. В качестве такой машины постоянного тока нужно воспользоваться униполярною машиной, ибо обусловленные работою коллектора высшие гармоники искажают результат измерения.

Угол качания непосредственно можно получить с помощью т о р с и о г р а ф а [Л 146]. На валу торсиографа, спаренного с испытуемой машиной,



Фиг. 339. Измерение качания при помощи машины постоянного тока.



Фиг. 340. Получение угла качания посредством торсиографа.

сидит легко подвижный диск, на котором не отражаются колебания машины и который вращается с постоянною средней скоростью. Тогда соединенный с валом штифт может записывать качания испытуемой машины на диске или, при посредстве передачи, на перемещающейся с неизменной скоростью бумажной ленте. Получается осциллограмма, изображающая угол качания β_p/p как функцию от времени (фиг. 340). Диференцируя β_p/p по времени, мы получаем угловую скорость ω'_p и из разности величин ω'_p в двух следующих друг за другом точках пересечения кривой $\frac{\beta_p}{p}t$ с осью абсцисс — величины $\omega'_{max} - \omega'_{min}$, при помощи которой можно вычислить степень неравномерности по урав. (517).

Если с многофазною синхронной машиной спарить а с и н х р о н н у ю м а ш и н у, имеющую то же число полюсов и с н а б ж е н н ы й к о н т а к т н ы м и к о л ь ц а м и р о т о р, и питать первичную обмотку асинхронной машины от зажимов синхронной, то, если пренебречь влиянием высших гармоник, напряжение на контактных кольцах асинхронной машины должно равняться нулю, когда синхронная машина не качается. Если же она качается, то в каждой фазе роторной обмотки индуктируется напряжение, пропорциональное угловой скорости ω'_p и зависящее, кроме того, от положения вращающегося поля в асинхронной машине относительно фазы роторной обмотки, которая изменяется вместе с углом качания β_p. Эта зависимость при малых углах качания невелика, если напряжение измеряется у такой фазы роторной обмотки, ось которой качается около нейтральной зоны вращающегося поля. Ту фазу роторной обмотки асинхронной машины, которая к этому

Условию ближе остальных, можно определить, отыскав соседние контактные кольца, между которыми напряжение будет наибольшим. От этих контактных колец питают петлю осциллографа и получают кривую, более или менее пропорциональную скорости качания ω'_p.

Для приближенного определения угла качания β_p может также служить представленное на фиг. 332 устройство, при котором этот угол, если только качания совершаются не слишком быстро, можно отсчитать по шкале.

Применимы также для этой цели стробоскопические способы. Если укрепить на валу испытуемой машины диск, на котором равномерно нанесены отметки в количестве, равном числу полюсов, и осветить этот диск неоновой лампою, питаемою от той же сети, что и испытуемая машина, то можно наблюдать колебания между вектором сети и вектором ЭДС полюсного колеса и приблизительно определить угол качания. У больших машин можно для этой цели осветить само полюсное колесо; по указанию Гёргеса [Л 85, стр. 193] для этого пригодна гейслерова трубка, питаемая катушкою Румкорфа, автоматический прерыватель которой отрегулирован на такое число колебаний, при котором полюсное колесо кажется неподвижным, если оно при вращении не качается.

5. Определение коэфициента полезного действия по „Правилам и нормам".

а. Непосредственное измерение коэфициента полезного действия. Для непосредственного измерения коэфициента полезного действия § 32 „Правил и норм" указывает способ измерения мощностей, способ торможения и способ нагрузки. Эти способы измерения согласно примечанию к § 29 нецелесообразны для генераторов и двигателей с к. п. д. превышающим $80^0/_0$ и для преобразователей с к. п. д. превышающим $90^0/_0$, так как тогда ошибки измерения значительно превышают неточность измерения отдельных потерь.

Способ измерения мощностей применим для мотор-генераторов и одноякорных преобразователей. Это самый простой из всех способов, так как подводимую и отдаваемую мощность можно измерять электрическими приборами. К. п. д. равен частному от деления отдаваемой мощности на подводимую.

Способ торможения, по которому мощность, отдаваемая машиною, работающею в качестве двигателя, измеряется механически, применяется обычно только при небольших мощностях, да и то сравнительно редко, даже если речь идет о двигателе, потому что для синхронных машин способ недовозбуждения и перевозбуждения является очень простым средством измерения общих потерь.

Для измерения к. п. д. двигателя его нужно питать нормальным напряжением при номинальной частоте и возбудить его так, чтобы при механической номинальной мощности имел место номинальный коэфициент мощности. Тогда, при собственном возбуждении, в величине подводимой мощности содержатся потери в цепи возбуждения и в возбудителе, т. е. удовлетворяется требование § 31 „Правил и норм". При

независимом возбуждении потери возбуждения должны быть прибавлены к подводимой мощности переменного тока. Их можно измерить со стороны постоянного тока или положить равными произведению $U_E i_N$ номинального напряжения возбудителя U_E, на измеренный номинальный ток возбуждения i_N, если только нет возможности при испытании точно установить номинальное напряжение возбуждения.

Если требуется по способу торможения определить коэфициент полезного действия синхронного генератора, то при номинальном токе возбуждения напряжение на зажимах нужно установить так, чтобы при двигательном режиме возникали такие же потери, как при генераторном номинальном режиме. Пусть на фиг. 341, диаграмма показанная сплошными линиями относится к номинальной работе генератора с явно выраженными полюсами, а диаграмма представленная пунктирными линиями — к работе его в качестве двигателя при том же номинальном токе (тех же джоулевых потерях), той же результирующей ЭДС E_r и той же поперечной ЭДС E_q (тех же потерях в железе). При одной и той же результирующей ЭДС E_r углы γ должны быть равны друг другу. Это дает нам для определения напряжения на зажимах U, которое нужно установить при применении способа торможения, уравнения

Фиг. 341. Диаграммы напряжений. ——— номинальный режим генератора, - - - - режим двигателя при тех же потерях.

$$U_N \cos\varphi_N + RI_N = -U \cos\varphi - RI_N, \quad (521a)$$

$$U_N \sin\varphi_N + X_\sigma I_N = U \sin\varphi + X_\sigma I_N, \quad (521b)$$

и отсюда

$$U = \sqrt{U_N^2 + 4\left[RI_N U_N \cos\varphi_N + \left(RI_N\right)^2\right]} \approx U_N + 2RI_N \cos\varphi_N, \quad (522a)$$

причем коэфициент мощности должен быть взят равным

$$\cos\varphi = -\frac{U_N \cos\varphi_N + 2\,RI_N}{U} \approx -\frac{U_N \cos\varphi_N + 2\,RI_N}{U_N + 2\,RI_N \cos\varphi_N}. \quad (522b)$$

Разность Q между общей подводимой электрической мощностью и отдаваемой механической мощностью равна тогда общим потерям у генератора при номинальной работе, а отсюда для коэфициента полезного действия при номинальной генераторной мощности P_N получается

$$\eta = \frac{P_N}{P_N + Q}. \quad (522)$$

При способе нагрузки испытуемая машина спаривается с тарированной вспомогательной машиною. Коэфициент полезного действия получается, если вычесть потери вспомогательной машины, как отношение отдаваемой мощности к подведенной. Способ нагрузки в применении к синхронной машине не отличается от способа нагрузки в применении к машине постоянного тока, так что мы можем просто сослаться на сказанное в томе I, стр. 515 и 516.

b. Непосредственное измерение суммарных потерь. Для непосредственного измерения суммарных потерь служит указанный в § 33 „Правил и норм“ способ возвратной работы, а также не упомянутый там особый способ недовозбуждения и перевозбуждения (см. § 39 „Правил и норм“).

Способ недовозбуждения и перевозбуждения является самым простым средством для определения к. п. д. и общих потерь. Он не требует вспомогательной машины, так как испытуемая машина пускается в ход, как работающий вхолостую двигатель под напряжением номинальной частоты и потребляемая мощность измеряется электрически. Этот способ мы уже изложили подробно в § 2 b. Там задача заключалась лишь в определении активного сопротивления R, а поэтому из измеренной мощности надо было вычесть остальные потери машины. Здесь же остальные потери должны быть включены в результат измерения. Поэтому напряжение на зажимах U мы должны установить при испытании таким образом, чтобы потери в железе по возможности были таковы же, как при номинальной работе. Эти потери главным образом определяются электродвижущей силой $\dot{E}'_r = \dot{U} + R\dot{I} + jX_S\dot{I}$ (см., напр., фиг. 116). Следовательно, надо установить

$$E'_r = E'_{rN}, \tag{523a}$$

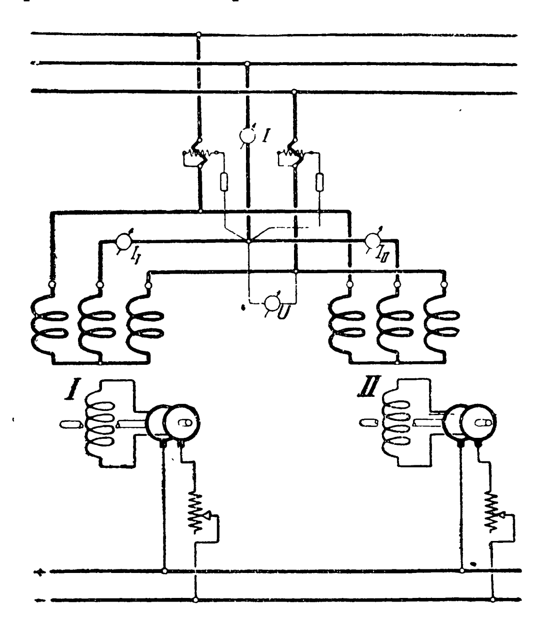
где $\dot{E}'_{rN} = \dot{U}_N + R\dot{I}_N + jX_S\dot{I}_N$ определяется по диаграмме напряжений при номинальной работе, причем оно обычно не на много отличается от U_N. Чтобы форма кривой поля тоже по возможности не отступала от формы этой кривой, соответствующей номинальной работе, испытание нужно произвести при недовозбуждении или при перевозбуждении, сообразно с тем, работает ли нормально машина при недовозбуждении или перевозбуждении. Для напряжения на зажимах, которое нужно установить, получается

$$U \approx E'_{rN} \pm X_S I_N, \tag{523b}$$

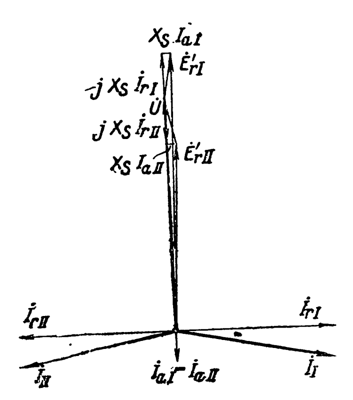
где знак (+) относится к недовозбуждению, а знак (—) к перевозбуждению. Почти во всех практических случаях речь идет, конечно, только о перевозбуждении, так что в урав. (523b) должен фигурировать знак (—). Возбуждение машины нужно установить так, чтобы по ней проходил номинальный ток.

К потерям, компенсируемым цепью якоря, нужно еще прибавить при независимом возбуждении потери возбуждения, которые мы приравниваем произведению $U_E i_N$, причем номинальный ток возбуждения дол-

жен быть определен либо посредством испытания под нагрузкой (§ 1d), либо по диаграмме напряжений и характеристике холостого хода. Если испытуемая машина снабжена собственным, непосредственно с нею соединенным, возбудителем, то потери в обмотке возбуждения, а также потери возбудителя компенсируются из сети переменного тока и входят в результат измерения. Впрочем, они обыкновенно не равны потерям при номинальной работе. Если этим влиянием нельзя пренебречь или учесть его посредством пересчета потерь возбуждения, то синхронную машину при испытании следует сначала питать от посторонней сети и расход возбудителя нужно определить



Фиг. 342. Схема соединений для способа возвратной работы при несочлененных машинах; потери компенсируются электрически.



Фиг. 343. Диаграмма для способа возвратной работы согласно фиг. 342.

при номинальной мощности отдельно по одному из способов, изложенных в томе I.

Способ возвратной работы предполагает две совершенно одинаковые машины, работающие друг на друга, так что компенсировать нужно только потери обеих машин, механически или электрически, в последнем случае — обычно при $\cos\varphi = 1$.

Если потери компенсируются электрически, то нет надобности соединять обе испытуемые машины непосредственно. Обе они пускаются в работу как работающие вхолостую двигатели, причем одна из них (например, на фиг. 342 машина *I*) перевозбуждается, а другая недовозбуждается, так что одна посылает реактивный ток в другую и сеть должна дать только соответствующие потерям активные токи.

На фиг. 343 представлены диаграммы напряжений и токов для обеих машин, причем для наглядности активное сопротивление приравнено нулю. Чтобы железные потери у обеих машин были приблизи-

тельно равны двукратным железным потерям при номинальной работе, напряжение на зажимах U следует установить так, чтобы

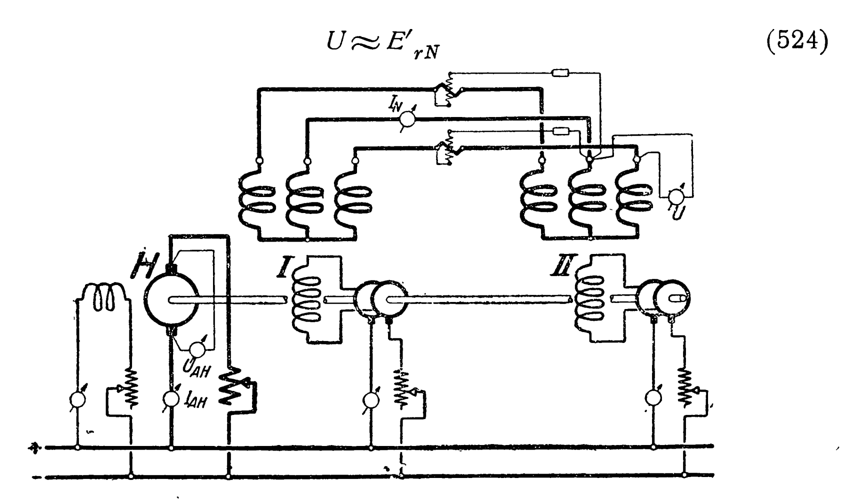
$$E'^2_{rI} + E'^2_{rII} = 2E'^2_{rN}. \tag{524a}$$

Так как E'_{rI} и E'_{rII} мало отличаются друг от друга, то это условие соблюдено, если

$$E'_{rN} \approx \frac{E'_{rI} + E'_{rII}}{2} \tag{524b}$$

и

$$U \approx E'_{rN} \tag{524}$$



Фиг. 344. Схема соединений для способа возвратной работы при механически связанных машинах; потери компенсируются механически.

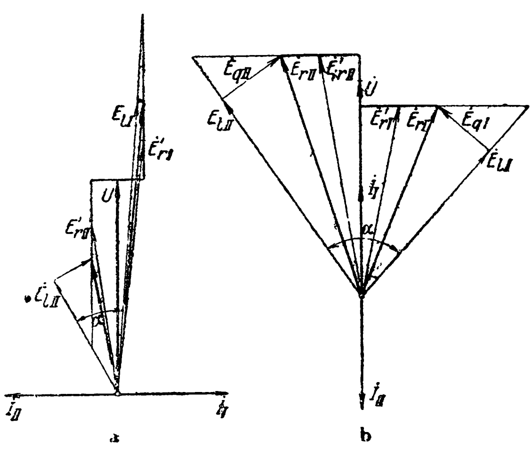
При этом напряжении на зажимах возбуждение машин надо установить так, чтобы $I_I = I_{II}$ и чтобы воспринимаемая из сети мощность $\sqrt{3}UI$ была чисто активною мощностью при $\cos\varphi = -1$. Тогда мощность, отдаваемая сетью переменного тока, с очень большим приближением, равна двукратным общим потерям при номинальной работе, за вычетом потерь возбуждения, которые подлежат отдельному определению, так же как при методе недовозбуждения или перевозбуждения. По сравнению с описанным выше способом недовозбуждения и перевозбуждения способ возвратной работы имеет то преимущество, что из сети нужно брать не общую кажущуюся номинальную мощность машины, а только активную мощность, равную двукратным потерям машины, и что измерение мощности при $\cos\varphi = -1$ точнее чем при $\cos\varphi \approx 0$.

Если потери компенсируются механически (фиг. 344), то обе испытуемые машины должны быть соединены механически и вращение их должно происходить от тарированного вспомогательного двигателя, — лучше всего двигателя постоянного тока с независимым возбуждением. Соединительная муфта между обеими машинами или статор одной из машин должны быть переставными, так чтобы можно было установить любое желательное положение продольных ЭДС обеих

машин друг относительно друга. По этому способу можно измерять потери, как при $\cos\varphi = 0$, так и при $\cos\varphi = 1$ в каждой из обеих машин. Для обоих случаев на фиг. 345a и b представлены диаграммы напряжений машин с явно выраженными полюсами. Напряжение на зажимах снова нужно установить согласно урав. (524), а токи возбуждения для обеих машин — на $\cos\varphi = 0$ или $\cos\varphi = \pm 1$. Если пренебречь активным сопротивлением R, то при $\cos\varphi = \pm 1$.

$$E'_{rI} = E'_{rII} \, .$$

Чтобы получить смещение обоих полюсных колес или статоров, нужно угол сдвига фаз α между обеими продольными ЭДС-ами $\dot{E}_{lI}$ и $\dot{E}_{lII}$ разделить на число пар полюсов p.



Фиг. 345a и b. Диаграммы для способа возвратной работы согласно фиг. 344; a) $\cos\varphi = 0$, b) $\cos\varphi = \pm 1$.

При установлении определенного состояния нагрузки надо считаться с тем, что изменение угла α главным образом изменяет активную мощность, а изменение возбуждения — реактивную мощность. Если связать обе машины механически по схеме фиг. 342, то нагрузку можно устанавливать совершенно так же, как при механической компенсации потерь, посредством перестановки муфты или одного из статоров обеих машин, причем однако общие потери покрываются из сети электрически.

Способ возвратной работы с механическим соединением обеих машин дает возможность исследовать влияние коэфициентов мощности машин ($\cos\varphi_I$ и $\cos\varphi_{II}$) на потери при номинальном токе.

c. Способ измерения отдельных потерь. По этому способу общие потери принимаются равными сумме потерь холостого хода, потерь возбуждения и нагрузочных потерь.

Потери холостого хода представляют собою сумму потерь на трение, на сопротивление воздуха, потерь в железе, потерь на вихревые токи при холостом ходе и, у машин высокого напряжения, диэлектрических потерь в изолирующем материале. Для измерения всех этих потерь служит согласно § 36 „Правил и норм“ способ двигателя или способ генератора.

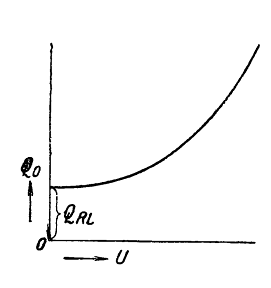
Метод двигателя. Машина пускается вхолостую, как двигатель. Возбуждение при этом опыте устанавливается таким образом, чтобы при холостом ходе индуктировалась ЭДС, равная

$$\text{для генератора } E = U_N + I_N \cdot R,$$

$$\text{для двигателя } E = U_N - I_N \cdot R,$$

где R — активное сопротивление статора. Напряжение на зажимах при номинальной частоте регулируется таким образом, чтобы через статор проходил наименьший ток ($\cos\varphi = -1$) см. § 2b. У синхронных машин с независимым возбуждением мощность, потребляемая якорною обмоткою, за вычетом незначительных (вычисленных) потерь на джоулево тепло в якорной обмотке, считается тогда равною потерям холостого хода.

У машин с собственным возбуждением можно синхронную машину возбуждать от постороннего источника, а работающий вхолостую возбудитель возбуждать на номинальное напряжение возбуждения; тогда на якорных зажимах измеряются потери холостого хода синхронной машины и возбудителя. Но можно также возбуждать синхронную машину от ее собственного возбудителя, с тем, чтобы из потребляемой мощности вычесть мощность возбуждения синхронной машины, а также вычисленные потери возбудителя под нагрузкой, и таким образом получить общие потери холостого хода.



Фиг. 346. Отделение потерь на трение и вентиляцию от потерь холостого хода.

Если потери холостого хода Q_0 изобразить в виде функции от напряжения на зажимах U (фиг. 346), то путем экстраполяции до $U = 0$ можно отделить потери на трение и вентиляцию от остальных потерь холостого хода.

Метод генератора. Машина приводится во вращение вспомогательным тарированным двигателем с номинальным числом оборотов в минуту. Возбуждение машины при этом регулируется таким образом, чтобы при холостом ходе индуктированная в ней ЭДС была равна:

$$\text{для генератора } U_N + I_N \cdot R,$$

$$\text{для двигателя } U_N - I_N \cdot R.$$

Разность между мощностью, потребляемой вспомогательным двигателем, и его потерями на пути до вала синхронной машины считается равною потерям холостого хода. Испытание это таково же, как применительно к машине постоянного тока (том I, стр. 514—520). В случае машины с собственным возбуждением нужно поступать так же, как по способу двигателя.

Способ генератора дает также возможность отделить сумму потерь в железе, на вихревые токи и в диэлектрике от потерь на трение и вентиляцию, а также отделить потери на трение щеток от потерь на трение в подшипниках и о воздух (см. том I, § III E 3).

Способ выбега (самоторможения), о котором мы будем говорить подробнее в томе, посвященном асинхронным двигателям, тоже пригоден для определения потерь холостого хода и частичного их подразделения. Он, главным образом, применяется к очень большим машинам.

Потери возбуждения проще всего вычислить как произведение $U_E i_N$ номинального напряжения возбуждения на номинальный ток

возбуждения, так как потери возбуждения должны быть указаны при номинальном напряжении возбуждения, а потери в регуляторе обмотки возбуждения должны быть согласно § 31 „Правил и норм“ включены в коэфициент полезного действия машины. У синхронных машин с собственным возбуждением и регулированием в цепи возбуждения возбудителя можно также вычислить потери возбуждения синхронной машины по уравнению

$$Q_i = r i_N^2 + U_b\, i_N\,, \qquad (525)$$

где r означает сопротивление нагревшейся обмотки возбуждения синхронной машины, а U_b потерю напряжения в переходном контакте на кольцах вращающейся обмотки возбуждения. По § 38 „Правил и норм“ надо подставлять для U_b при угольных и графитовых щетках 2 V, при металлоугольных — 0,6 V. У машин с неподвижным индуктором в урав. (525) $U_b = 0$. При синхронных машинах с собственным возбуждением нужно причислять к потерям возбуждения также потери на возбуждение возбудителя, которые равны $U_E\, i'_E$, где U_E означает напряжение возбудителя, а i'_E — ток возбуждения возбудителя при номинальной работе синхронной машины.

Нагрузочные потери слагаются из джоулевых потерь, обусловленных током нагрузки, и добавочных потерь. У синхронных машин те и другие измеряются совместно, по одному из способов, указанных в § 39 „Правил и норм“, а именно — либо по способу короткого замыкания, либо по способу перевозбуждения и недовозбуждения, либо по способу вынутого ротора.[1] Определение суммы тех и других потерь, которую мы раньше обозначали через $Q_I = mRI^2$, подробно изложено в §§ 2a и b, на которые мы здесь и ссылаемся. У машин с собственным возбуждением представляется целесообразным возбуждать синхронную машину при этих измерениях от постороннего источника, чтобы выделить потери возбуждения и потери в возбудителе.

Нагрузочные потери механически связанного с синхронною машиною возбудителя определяются как у машин постоянного тока, то-есть, по омическому сопротивлению и квадрату силы тока.

У крупных синхронных машин потери короткого замыкания часто определяются также по способу выбега.

Относительно отделения потерь на трение в подшипниках от вентиляционной мощности, а также разложения железных потерь на потери от гистерезиса и вихревых токов см. том I, § III E 3.

6. Определение потерь по повышению температуры охлаждающей среды.

а. Сущность метода. У искусственно охлаждаемых, закрытых или защищенных машин, каковы, например, все турбогенераторы, образующаяся в машине теплота преимущественно отводится охлаждающей средой (обычно воздухом) [P12]. По пропущенному количеству охлаждающей

[1] Метод вынутого ротора к турбогенераторам не применим.

субстанции и ее нагреву можно тогда вычислить отведенное количество теплоты.

Если обозначить через t_1 среднюю температуру охлаждающей субстанции при входе в машину, а через t_2 среднюю ее температуру при выходе из машины, то отведенное в единицу времени количество теплоты (см. том I, § II O 1 d) равно

$$W = cs\,V(t_2 - t_1). \qquad (526)$$

Здесь c означает (среднюю) теплоемкость (у газов при неизменном давлении), s — удельный вес и V — перемещенный за единицу времени объем охлаждающей субстанции, причем вес и объем приведены к одному и тому же давлению и одной и той же температуре, которые, впрочем, могут быть какими угодно. Если, например, мы отнесем s и V к месту входа охлаждающей субстанции, то

$$W = cs_{t_1}\,V_{t_1}\,(t_2 - t_1), \qquad (526a)$$

где V_{t_1} и $(t_2 - t_1)$ должны быть измерены.

Для воды при $c = 4{,}18$ J/grad. g и $s_{t_1} = 1$ g/cm³ (см. таблицу 16 на стр. 330 в томе I)

$$W = 4{,}18\;V_{t_1}\,(t_2 - t_1)\ \text{kW}, \qquad (527a)$$

для масла с $c = 1{,}80$ J/grad. g и $s_{t_1} = 0{,}95$ g/cm³

$$W = 1{,}71\;V_{t_1}\,(t_2 - t_1)\ \text{kW} \qquad (527b)$$

если в обоих случаях впускаемый в секунду объем охлаждающей субстанции выражен в l/sec, а температура в grad. C.

Для воздуха

$$s_{t_1} = s_0\,\frac{b}{b_0}\,\frac{273}{273 + t_1} = s_0\,\frac{b}{b_0}\,\frac{1}{1 + 0{,}00367\,t_1}, \qquad (526b)$$

где s_0 означает удельный вес при температуре таяния льда ($t_1 = 0$) и нормальном давлении b_0 (760 mm ртутного столба), а b — давление в месте входа воздуха, которое можно считать равным барометрическому давлению окружающего воздуха. По уравнению (526a) мы получаем отводимое количество тепла в kW, если выразим c в $\frac{\text{kJ}}{\text{grad}\cdot\text{kg}} = \frac{\text{J}}{\text{grad}\cdot\text{g}}$, s_{t_1} — в kg/m³, V_{t_1} в m³/sec, а t_1 и t_2 в °C (см. таблицу 16 в томе I). При $c = 1{,}009$ J/grad · g, $s_0 = 1{,}293$ kg/m³ и $b_0 = 760$ mm Hg для воздушного охлаждения получается

$$W = \frac{b}{582 + 2{,}14\,t_1}\cdot V_{t_1}\,(t_2 - t_1)\ \text{kW}, \qquad (527c)$$

если b выражено в mm Hg, t_1 и t_2 в °C и V_{t_1} в m³/sec.

Главная доля потерь, не отводимых охлаждающей субстанцией, приходится на трение в подшипниках. Наибольшая часть потерь в подшипниках при смазке под давлением отводится маслом, а отчасти также свободною поверхностью подшипника; эту часть можно определить по

повышению температуры смазочного масла или по указанному в § с способу. Количество тепла, отводимое внешнею поверхностью машины, зависит от ее среднего нагрева и может быть вычислено согласно сказанному в § II O 1 b тома I. У больших турбогенераторов эти потери редко превосходят 1,5% от общих потерь и в большинстве случаев ими можно пренебречь. Еще меньше внимания заслуживают потери, которые в виде кинетической энергии содержатся в выходящем воздухе.

Определение потерь по повышению температуры охлаждающей среды дает возможность исследовать машину в ее истинном рабочем состоянии. Но приступить к измерению можно лишь после того, как состояние нагрева установилось, и производить его нужно в закрытом помещении, чтобы посторонние токи воздуха не влияли на термометры, которыми измеряются температуры охлаждающей субстанции в местах ее входа и выхода. У машин с явно выраженными полюсами потери, вычисленные по рассматриваемому методу, обычно очень близки к измеренным по способу короткого замыкания. Но у турбогенераторов измерение температур охлаждающей среды дает меньшие потери. Из этого можно сделать тот вывод, что при номинальной работе поля рассеяния в нажимных плитах образуются в меньшей степени (явление насыщения), чем при коротком замыкании, так что добавочные потери при способе короткого замыкания сказываются преувеличенными.

Особенно просто удается определять потери по нагреву охлаждающей воды у турбогенераторов с круговой циркуляцией охлаждающего воздуха (см. § II N 1 в томе I), потому что отводимое при этом охлаждающей водою количество теплоты можно точно определить путем измерения температур и объема по урав. (527a). Более сложно определение потерь по повышению температуры воздуха, о чем мы будем подробнее говорить в следующих параграфах [Л 152—154].

b. Измерение повышения температуры охлаждающего воздуха. При измерении температуры охлаждающего воздуха надо считаться с тем, что воздух не в каждом месте сечения воздушного потока имеет одинаковую температуру; приходится поэтому находить средние значения температуры охлаждающего воздуха во впускном и выпускном сечениях. Определять температуру можно с помощью термопар или по сопротивлениям проволок.

При измерении с помощью термоэлементов следует для получения достаточно правильных средних значений расположить во впускном и выпускном сечениях несколько элементов и соединить их последовательно. Так как здесь задача заключается не столько в точном определении температур воздуха, сколько в точном определении нагрева воздуха, то рекомендуется непосредственно измерять пропорциональные нагреву воздуха ЭДС термопар, поместив теплые места спая в отходящем, а холодные — в подводимом воздухе.

Удобнее определять нагрев с помощью проволок, равномерно натянутых над впускным и выпускным сечениями. Тогда можно непосредственно измерить пропорциональный нагреву охлаждающего воздуха прирост сопротивления, воспользовавшись, например, схемою мостика по фиг. 347. Здесь R_1 означает натянутую над впускным сечением проволоку, R_2 — натянутую над выпускным сечением. Обе они должны иметь одинаковый температурный коэфициент α (см. том I, § II, L 1),

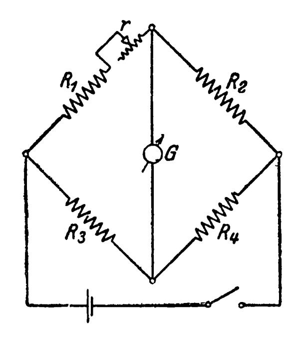
а также одинаковое сопротивление при одной и той же температуре. R_3 и R_4 — остальные плечи мостика Уитстона с постоянными и равными друг другу сопротивлениями, $R_3 = R_4$. Через r — обозначено добавочное сопротивление, которое надо отрегулировать так, чтобы через гальванометр ток не проходил. Если обозначить через R_{20} сопротивления R_1 и R_2 при 20° С (см. § II L 1, том I), то

$$R_1 = R_{20}\,[1 + \alpha\,(t_1 - 20)] \quad \text{и} \quad R_2 = R_{20}\,[1 + \alpha\,(t_2 - 20)]. \qquad (528\text{a и b})$$

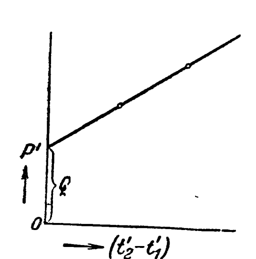
Если гальванометр не дает отклонения при сопротивлении r, то далее



$$R_1 + r = R_2, \qquad (528\text{c})$$



Фиг. 347. Схема мостика для измерения повышения температуры охлаждающего воздуха.



Фиг. 348. Определение потерь Q_R, не отводимых охлаждающим воздухом.

а отсюда для повышения температуры охлаждающего воздуха получается

$$t_2 - t_1 = \frac{r}{\alpha R_{20}}. \qquad (528)$$

По этому способу можно определять нагрев охлаждающего воздуха очень точно.

с. Измерение количества охлаждающего воздуха. Для определения количества охлаждающего воздуха можно воспользоваться дроссельною трубкою или анемометром с полушариями. В обоих случаях объем вычисляется по скорости, с которой воздух проходит через известное сечение. Но вследствие вихреобразования скорость по сечению воздушного потока еще менее равномерна, чем температура. Поэтому измерение объема охлаждающего воздуха не слишком точно, и это именно обстоятельство воспрепятствовало практическому применению способа определения потерь по температурам охлаждающего воздуха.

Можно обойтись без механического определения количества охлаждающего воздуха, если произвести два испытания на нагрев при известных потерях и по результатам этих испытаний вычислить произведение $cs_{t_1}\,V_{t_1}$ в урав. (526a). При этом можно машину пустить в ход как работающий вхолостую синхронный двигатель либо при различных напряжениях на зажимах и коэфициенте мощности $|\cos\varphi| \approx 1$,

либо при неизменном напряжении на зажимах с недовозбуждением или перевозбуждением. Этот последний режим имеет тот недостаток, что расходуемую мощность не удается точно измерить вследствие малого коэфициента мощности. Нужны два таких испытания на нагрев, чтобы можно было исключить потери, не отводимые охлаждающим воздухом, но входящие в показания ваттметра при работе машины в качестве синхронного двигателя. Если мы будем считать эти потери не зависящими от температуры машины, обозначив их через Q_R и обозначив мощности, потребляемые при этих испытаниях, через P' и P'', то мы можем, согласно урав. (526а), написать

$$P' - Q_R = cs_{t_1'} V_{t_1'} (t'_2 - t'_1), \tag{529a}$$

$$P'' - Q_R = cs_{t_1''} V_{t_1''} (t''_2 - t''_1). \tag{529b}$$

Вычтя второе уравнение из первого, мы можем исключить остаточные потери Q_R, не отводимые охлаждающим воздухом, и получаем как частное от деления разности между измеренными подведенными мощностями на разность между измеренными повышениями температуры

$$w = \frac{P'' - P'}{(t''_2 - t''_1) - (t'_2 - t'_1)} = \frac{c[s_{t''_1} V_{t''_1}(t''_2 - t''_1) - s_{t'_1} V_{t'_1}(t'_2 - t'_1)]}{(t''_2 - t''_1) - (t'_2 - t'_1)}. \tag{529}$$

Тогда урав. (526а) принимает вид

$$W = \frac{s_{t_1} V_{t_1} \cdot [(t''_2 - t''_1) - (t'_2 - t'_1)]}{s_{t''_1} V_{t''_1} (t''_2 - t''_1) - s_{t'_1} V_{t'_1} (t'_2 - t'_1)} \cdot w \cdot (t_2 - t_1). \tag{530}$$

Если во всех случаях через машину прогоняется одно и то же количество воздуха $V_{t_1} = V_{t'_1} = V_{t''_1}$, иными словами, если вентилятор пронизывается (холодным) приточным воздухом, то

$$W = \frac{s_{t_1} [(t''_2 - t''_1) - (t'_2 - t'_1)]}{s_{t_1''} (t''_2 - t_1'') - s_{t'_1} (t'_2 - t'_1)} \cdot w \cdot (t_2 - t_1). \tag{530a}$$

Если еще и барометрическое давление при всех испытаниях одинаково, а также одинакова температура притекающего воздуха $t_1 = t'_1 = t''_1$, то $s_{t_1} = s_{t'_1} = s_{t''_1}$ и

$$W = w \cdot (t_2 - t_1). \tag{530b}$$

Но если сквозь вентилятор проходит (теплый) отработавший воздух (вытяжной вентилятор), то $V_{t_2} = V_{t'_2} = V_{t''_2}$, и мы получаем при $s_{t_2} V_{t_2} = s_{t_1} V_{t_1}$

$$W = \frac{s_{t_2} [(t''_2 - t''_1) - (t'_2 - t'_1)]}{s_{t''_2} (t''_2 - t''_1) - s_{t'_2} (t'_2 - t'_1)} \cdot w \cdot (t_2 - t_1). \tag{530c}$$

В урав. (530а) и (530с) дробь перед w должна быть вычислена особо [см. урав. (526b)].

Если изобразить измеренную у синхронного двигателя теряемую мощность P' при неизменном $s'_{t_1} V'_{t_1}$ [см. урав. (529а)] в виде функции от повышения температуры $(t'_2 - t'_1)$ (фиг. 348), то получается прямая,

и отрезок на оси ординат изображает не отводимые охлаждающим воздухом потери Q_R. Общие потери составляют следовательно

$$Q \approx W + Q_R. \qquad (531)$$

Погрешность этого способа определения потерь можно для турбогенераторов считать равной 4—5% от величины потерь.

7. Повышение температуры и электрическая прочность изоляции.

Способы выполнения испытаний на нагревание и предельные нормы нагрева и температур подробно указаны в § 11—19 „Правил и норм“, на которые мы и ссылаемся.

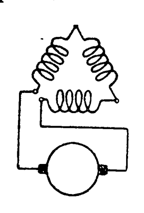
Испытание синхронной машины на нагревание сопряжено с большими затруднениями, если потребляемая машиною мощность настолько велика, что ее нельзя брать из сети, а также нельзя располагать подходящими машинами для привода или нагрузки. Кроме того, желательно по возможности сократить расходы на энергию для продолжающегося много часов испытания на нагревание.

a. Способ возвратной работы. Во многих случаях для испытания на нагревание подходит описанный в § 5 b способ возвратной работы, причем, однако, нет надобности в том, чтобы вторая, необходимая при этом машина была совершенно подобна первой по конструкции и величине, как это было необходимым для определения суммарных потерь. Но с другой стороны надо принять во внимание, что при испытании на нагревание по обмотке возбуждения испытуемой машины должен проходить номинальный ток возбуждения, в чем не было надобности при определении суммарных потерь. Такие условия работы можно осуществить в том лишь случае, если обе синхронные машины жестко соединены друг с другом и если можно смещать относительно друг друга статоры или полюсные колеса обеих машин, или если между статорными обмотками включен потенциал-регулятор. Это весьма усложняет испытание на нагревание по способу возвратной работы. Если же, с другой стороны, заставить испытуемую машину работать в качестве недовозбужденного или перевозбужденного сихронного двигателя (см. фиг. 342), причем для применения способа возвратной работы второй машине сообщена механическая независимость от испытуемой, то ток возбуждения будет, вообще говоря, значительно отличаться от номинального тока возбуждения, и обычно при недовозбуждении получаются тогда слишком преуменьшенные, а при перевозбуждении — преувеличенные значения нагрева, особенно в обмотке возбуждения.

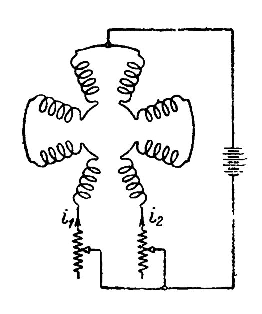
b. Особые схемы. С целью разгрузить источник тока при испытании на нагревание и обойтись без вспомогательной машины, необходимой при обычной нагрузке или при применении способа возвратной работы, предложен был ряд схем, по которым нагрузка машины создается иначе. Мы вкратце рассмотрим здесь важнейшие из них.

По предложению Гольдшмидта (Goldschmidt, [Л 155]) фазы якорной обмотки соединяются последовательно и питаются от источника постоянного тока (см. фиг. 349 для трехфазной машины), так,

чтобы имели место те же нагрузочные потери, как и при номинальном режиме. Тогда при синхронном числе оборотов машина возбуждается током, который приблизительно соответствует напряжению на зажимах при холостом ходе. Создавать токи в якорной обмотке могут тогда только те гармоники кривой поля, порядковое число которых равно 3 или делится на 3 без остатка (см. § L 8 f), но которые, однако, вследствие своей высокой частоты невелики. Трудность заключается в точном регулировании якорных токов, при которых бы получились такие же нагрузочные потери, как при номинальном режиме. Кроме того, потери в обмотке возбуждения обычно сильно отличаются от потерь при номинальном режиме, так как в ней проходит ток возбуждения холостого хода. Если же установить номинальный ток возбуждения, то обусловленные результирующим полем железные потери весьма будут отличаться, вообще говоря, от потерь при номинальном режиме.



Фиг. 349. Нагревание якорной обмотки постоянным током.



Фиг. 350. Нагревание обмотки возбуждения при включении катушек друг против друга

По другим предложениям якорная обмотка замыкается накоротко, а катушки обмотки возбуждения переключаются так, что при приблизительно номинальном токе возбуждения в якоре индуктируется в точности номинальный ток. Беренд (Behrend, [Л 156]) предложил питать катушки одной половины полюсного колеса в одном, катушки другой половины — в противоположном направлении (фиг. 350). Если тогда среднее значение квадратов этих токов равно квадрату номинального тока возбуждения

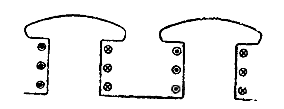
$$\frac{i_1^2 + i_2^2}{2} = i^2_N, \tag{532}$$

то среднее количество джоулевых потерь в обмотке возбуждения таково же, как при номинальном режиме. Разность между токами i_1 и i_2 устанавливается такая, чтобы по короткозамкнутой якорной обмотке проходил номинальный ток. Чтобы устранить возникающее при этом одностороннее магнитное тяжение, обмотка возбуждения по предложению Смита (Smith, [Л 157]) подразделяется не на две, а на несколько групп.

Все эти методы имеют тот недостаток, что потери в железе при испытании будут иными, чем при номинальной работе, и что условие равенства джоулевых потерь при испытании в номинальном режиме, как в обмотке возбуждения, так и в якорной обмотке, можно соблюсти лишь неточно и с тем бо́льшим трудом, чем меньше число полюсов.

c. Способ холостого хода и короткого замыкания. Если произвести одно за другим два испытания на нагревание, первое — при холостом ходе, с возбуждением, соответствующим результирующему полю при номинальном режиме, второе — при короткозамкнутой якор-

ной обмотке с номинальным якорным током, и сложить получившиеся при обоих испытаниях значения нагрева, то приближенно получается нагрев номинального режима. Нагрузочные потери и потери в железе совпадают при этом приблизительно с потерями при номинальном режиме (см. § 2 b). Общие потери на трение хотя имеют место при обоих испытаниях, т. е. учитываются вдвойне, но их влияние на нагрев обмоток невелико. Зато сумма потерь возбуждения при обоих испытаниях обычно отличается в значительной мере от потерь обмотки возбуждения при номинальном режиме. У машин, сильно перевозбужденных при номинальном режиме, потеря в обмотке возбуждения ri^2_N гораздо больше суммы потерь возбуждения при холостом ходе и коротком замыкании $r(i^2_0 + i^2_{kN})$. Эту ошибку мы можем исправить посредством третьего испытания на нагревание, — мы будем называть его просто добавочным испытанием, — при котором все катушки обмотки возбуждения включаются так, чтобы магнитные потоки всех полюсов имели одинаковое направление (фиг. 351), т. е. переключается каждый второй полюс и обмотка ротора возбуждается током



Фиг. 351. Нагревание обмотки возбуждения при включении обмоток возбуждения друг против друга.

$$i = \sqrt{i^2_N - (i^2_0 + i^2_{kN})}\,. \qquad (533)$$

Результирующий полный ток в междуполюсном пространстве равен тогда нулю, так что по существу возникают только потери на джоулево тепло в обмотке возбуждения. Тогда сумма значений нагрева при всех трех испытаниях даст несколько больший нагрев, чем при номинальном режиме, ибо потери на трение происходят при всех трех испытаниях.

Еще одна ошибка при методе суммирования нескольких отдельных нагреваний обусловлена тем, что при отдельных нагреваниях удельное сопротивление проводникового металла меньше, чем при номинальном режиме, вследствие меньших температур обмотки. Но это влияние легко учесть, взяв для якорного тока при испытании короткого замыкания величину

$$I = \sqrt{\frac{R_N}{R}}\, I_N \qquad (534a)$$

и установив ток возбуждения при дополнительном испытании — равным

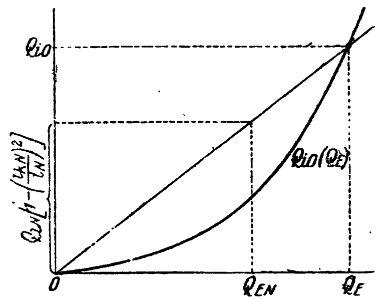
$$i = \sqrt{\frac{r_N i^2_N - (r_0 i_0^2 + r_k i^2_{kN})}{r}}\,. \qquad (534\text{ b})$$

В этих уравнениях R_N и R означают активные сопротивления якорной обмотки для нагрева при номинальном режиме и режиме короткого замыкания, r_N, r_0, r_k и r — сопротивления обмотки возбуждения для нагрева при номинальном режиме, при испытании холостого хода, при испытании с коротким замыканием и при добавочном испытании. R_N и r_N можно определять приближенно.

Гобарт и Пунга (Hobart und Punga, [Л 159]) предложили более надежное испытание на нагревание, при котором кратковременно и без заметных интервалов чередуются холостой ход и короткое замыкание, причем продолжительность каждого режима, а также возбуждение рассчитаны так, что за время одного периода средние потери в каждой части равны соответственным потерям при номинальном режиме.

Если обозначить через t_1 продолжительность холостого хода, через t_2—продолжительность короткого замыкания и через t'—продолжительность каждого переключения с одного режима на другой, на протяжении которого возникают только потери на трение и вентиляцию, то продолжительность одного периода равна

$$t = t_1 + t_2 + t'. \qquad (535)$$



Фиг. 352. К определению промежутков времени при испытании на нагрев по способу Гобарта и Пунга.

Чтобы среднее значение нагрузочных потерь на протяжении периода было равно нагрузочным потерям Q_{IN} при номинальном режиме, нагрузочные потери во время короткого замыкания должны быть отрегулированы на величину

$$Q_I = \frac{t}{t_2} Q_{IN} = \frac{t}{t - t_1 - t'} Q_{IN}. \qquad (536)$$

Потери в обмотке возбуждения составляют в этом случае:

$$Q_{ik} = \frac{t}{t - t_1 - t'} \left(\frac{i_{kN}}{i_N}\right)^2 Q_{iN}, \qquad (536a)$$

где Q_{iN} означает потери в обмотке возбуждения при номинальном токе возбуждения i_N, а i_{kN} — ток возбуждения при коротком замыкании с якорным номинальным током. Чтобы и среднее значение железных потерь во время холостого хода на протяжении периода t было равно железным потерям Q_{EN} при номинальном режиме, обусловленным результирующим полем (железными потерями при коротком замыкании мы можем согласно § 2а пренебречь), должно быть соблюдено равенство

$$Q_E = \frac{t}{t_1} \cdot Q_{EN}. \qquad (537)$$

Наконец, и среднее значение потерь в обмотке возбуждения на протяжении периода t должно быть равно потерям возбуждения при номинальном режиме, то-есть

$$Q_{i_0} t_1 + Q_{ik} t_2 = Q_{iN} t, \qquad (538)$$

где Q_{i_0} означает потери возбуждения на протяжении режима холостого хода. Из урав. (538) согласно урав. (535) и (536а) получается

$$Q_{i_0} = \frac{t}{t_1} \cdot \left[1 - \left(\frac{i_{kN}}{i_N}\right)^2\right] Q_{iN}. \qquad (539)$$

t/t_1 надо определить так, чтобы удовлетворены были урав. (537) и (539). Пусть кривая фиг. 352 изображает найденные по испытанию холостого хода потери в обмотке возбуждения Q_{i_0}, как функцию от железных потерь Q_E. Если мы нанесем тогда на фиг. 352 точку Q_{EN}, $\left[1-\left(\frac{i_{kN}}{i_N}\right)^2\right] Q_{iN}$ и проведем через нее и через начало координат прямую, то в точке пересечения с кривою Q_{i_0} (Q_E) получим железные потери Q_E и потери в обмотке возбуждения Q_{i_0}, которые нужно установить для режима холостого хода. Тогда урав. (537) и (539) удовлетворены и из фиг. 352 получается

$$\frac{t_1}{t}=\frac{Q_{EN}}{Q_E}. \qquad (540)$$

Допустив продолжительность периода t, мы получаем из этого уравнения продолжительность холостого хода, далее из урав. (535) t_2+t' и, за вычетом времени t', требующегося для двукратного переключения, продолжительность короткого замыкания t_2. Чем меньше взят период t, тем более равномерна будет кривая нагрева.

d. Прочность изоляции. Испытание прочности изоляции подробно описано в §§ 20—24 „Правил и норм", так что здесь нам нет надобности говорить о нем подробно.

L. Проектирование синхронной машины.

1. Кажущееся удельное окружное усилие.

a. Определение. В § II E 2 тома I мы ввели для суждения об использовании внешней поверхности якоря у машины понятие удельного окружного усилия σ, то-есть, среднего касательного усилия на окружности якоря, отнесенного к единице внешней поверхности якоря при теоретической длине якоря l_i. Это окружное усилие равно

$$\sigma=\frac{2M}{\pi D^2 l_i}=\frac{1}{\pi^2}\cdot\frac{P_{вн}}{nD^2 l_i}, \qquad (541)$$

где M означает развиваемый машиною вращающий момент, а $P_{вн}$ — внутреннюю активную мощность машины, для которой в случае синхронной машины можно взять величину

$$P_{вн}=mE_r I\cos(E_r, I). \qquad (541a)$$

В указанном параграфе тома I мы видели, что при переменном токе величина машины определяется не внутренней активной, а внутренней кажущейся мощностью

$$P_{iвн}=\frac{P_{вн}}{\cos(E_r, I)}=mE_r I. \qquad (542a)$$

Это становится особенно ясным при рассмотрении генератора реактивной мощности, у которого активная мощность, а значит и окружное усилие равны нулю. Поэтому для суждения об электромагнитной нагруженности мы должны ввести к а ж у щ е е с я удельное окружное усилие

$$\sigma_s = \frac{1}{\pi^2} \frac{P_{iвн}}{nD^2 l_i}. \tag{542}$$

Этой величиной определяется электромагнитная нагруженность *AB* машины, независимо от угла сдвига фаз между током и напряжением на зажимах [см. урав. (189) в томе I].

Если известна номинальная мощность машины, то тем самым еще не дана ее внутренняя кажущаяся мощность. Эта последняя зависит не только от внешней кажущейся мощности P_{iN}, но и от угла сдвига фаз между номинальным напряжением на зажимах U_N и номинальным током I_N. В общем случае можно сказать, что при перевозбуждении $P_{iвн}$ больше, а при недовозбуждении меньше, чем P_{iN} в большинстве случаев мы можем пренебрегать активным сопротивлением якорной обмотки R по сравнению с реактивным сопротивлением от рассеяния X_σ. Обозначив через ε_r отношение реактивного падения напряжения $X_\sigma I_N$ к напряжению на зажимах U_N, мы получаем тогда, согласно фиг. 361,

$$P_{iвн} \approx (1 + \varepsilon_r \sin\varphi) P_{iN} \approx (1 + 0{,}12 \sin\varphi) P_{iN}. \tag{543}$$

На практике наибольшие расхождения между внутреннею кажущейся и номинальной кажущейся мощностью доходят, следовательно, до $\pm 12\%$.

В то время как нагрузочные потери (джоулевы и добавочные) при неизменном токе I_N почти не зависят от относительного положения индуктора и линейной нагрузки якоря, потери возбуждения в индукторе зависят в существенной степени от угла сдвига фаз ψ между током и фиктивною ЭДС индуктора. Они минимальны при $\psi = -\pi/2$ (недовозбуждение) и максимальны при $\psi = \pi/2$ (перевозбуждение). Поэтому допустимое с точки зрения н а г р е в а максимальное кажущееся окружное усилие в большей или меньшей степени зависит от угла сдвига фаз φ между I_N и U_N. В дальнейшем мы будем предполагать всякий раз (если не будет оговорено), что речь идет о генераторе для $\cos\varphi = 0{,}7$ при перевозбуждении, так как это соответствует наиболее частому случаю эксплоатации синхронной машины.

b. Кривые для σ_s. У машин постоянного тока можно было изобразить σ как функцию от диаметра якоря D при посредстве одной только кривой, так как там мы исходили из наиболее выгодных значений числа оборотов и числа полюсов, и тем самым число оборотов вместе с диаметром определяли собою окружную скорость, а число полюсов вместе с числом оборотов — частоту перемагничивания. Подобным же образом полюсное деление, косвенно влияющее на σ, однозначно определялось там диаметром и числом полюсов.

Если мы здесь, как и у машины постоянного тока, предположим такое расположение вентиляционных каналов, при котором единица длины

якоря отводит одинаковое количество тепла, то σ_s будет зависеть еще от шести переменных, а именно от диаметра D, числа пар полюсов p, полюсного деления τ, числа оборотов n, окружной скорости v и частоты f:

$$\sigma_s = f(D, p, \tau, n, v, f). \qquad (544)$$

Эти шесть переменных не независимы друг от друга, а связаны уравнениями

$$f = np, \qquad (544a)$$

$$\tau = \frac{\pi D}{2p}, \qquad (544b)$$

$$v = \pi D n, \qquad (544c)$$

где v отнесена к диаметру расточки D. Кроме того имеет место еще соотношение

$$v = 2f\tau. \qquad (544d)$$

Число переменных благодаря урав. (544а—544с) сводится к трем, которые мы можем выбрать произвольно, но так, чтобы удовлетворялись все четыре урав. (544а—d). Если мы сперва ограничимся постоянною частотою, то остается только зависимость между двумя переменными в одной из комбинаций

$$D, p, \quad D, n, \quad D, \tau, \quad D, v, \quad \tau, p, \quad \tau, n, \quad v, p, \quad v, n.$$

Чтобы графически изобразить σ_s, нужно выбрать в качестве параметра одну из переменных. Таким параметром может быть либо p, либо n, потому что оба они изменяются скачкообразно. Поэтому σ_s нужно изобразить в виде $f(D)$, $f(\tau)$ или $f(v), f(\tau)$ и $f(v)$ согласно урав. (544d) отличаются друг от друга при постоянной частоте только постоянным коэфициентом, так что в результате при определенной частоте возможны только две зависимости:

$$\sigma_s = f(D) \text{ и } \sigma_s = f(\tau).$$

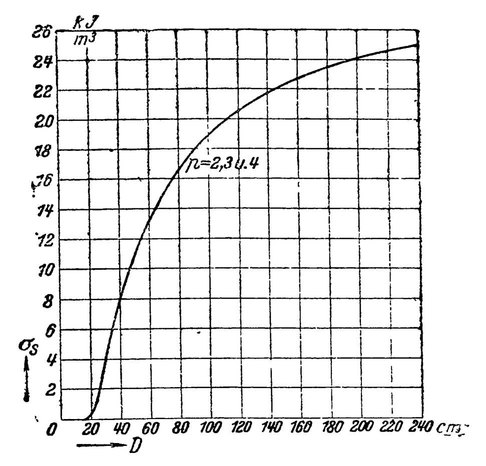
Машины с явно выраженными полюсами. σ_s растет вместе с диаметром, и притом как при сохранении величины полюсного деления, так как по мере роста диаметра уменьшается сужение междуполюсного пространства (см. § II Е 4, том I), так и при сохранении числа полюсов, так как тогда полюсное деление увеличивается пропорционально диаметру, относительная потребность в пространстве для изоляции становится меньше и вентиляция улучшается. Если бы можно было представить в виде одной кривой максимальное кажущееся удельное усилие, допустимое с точки зрения нагрева, как функцию от диаметра для всех чисел полюсов, то кривые $\sigma_s(D)$ с параметром p при практических встречающихся величинах полюсного деления, т. е. примерно 25 cm $< \tau <$ 70 cm, или в пределах

$$\frac{50}{\pi} p \text{ cm} < D < \frac{140}{\pi} p \text{ cm}$$

должны были бы совпадать там, где проходят кривые для различных чисел пар полюсов. Тогда по мере увеличения диаметра влияние увеличения полюсного деления должно было бы проявляться так же, как влияние уменьшения сужения мждуполюсного пространства. Но так как влияние сужения междуполюсного пространства становится все меньше по мере увеличения диаметра и, наконец, совершенно исчезает, то и полюсное деление должно было бы иметь такое же влияние, а между тем оно все же заметно даже при больших диаметрах, если только оно относительно мало, т. е. если число полюсов относительно велико. Поэтому в кривой $\sigma_s(D)$ влияние τ может быть приближенно учтено только в том случае, если кривая $\sigma_s(D)$ еще имеет относительно крутой характер. Практически этот случай имеет место, повидимому, для чисел пар полюсов не свыше четырех.

При бо̀льших числах пар полюсов, например при $p \geqslant 10$ ($n \leqslant 300$ *об/мин*), влияние сужения практически почти незаметно и мы можем изобразить σ_s в виде одной кривой, как функцию от полюсного деления.

На основании измерений, проделанных над гото̀выми, хорошо использованными трехфазными генераторами для 50 Hz с перевозбуждением при $\cos\varphi = 0{,}7$ получается примерно кривая $\sigma_s(D)$ фиг. 353 для p, равного от 2 до 4, и верхняя кривая $\sigma_s(\tau)$ (фиг. 354) для $p \geqslant 10$.



Фиг. 353. σ_s в функции от диаметра у хорошо использованных трехфазных машин с явно выраженными полюсами для 50 Hz, $|\cos\varphi|_{ü} = 0{,}7$.

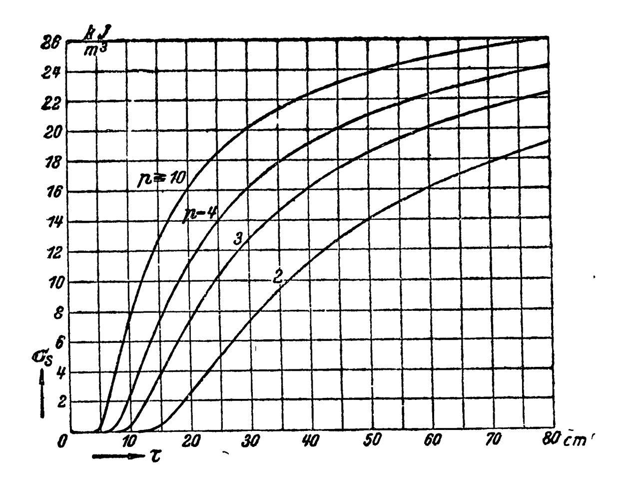
На этой фиг. 354 представлены также кривые $\sigma_s(\tau)$ для p, равного от 2 до 4, получающиеся непосредственно из кривых фиг. 353; для чисел пар полюсов в пределах $4 < p < 10$ удельное окружное усилие может быть определено приблизительно по кривым фиг. 354.

Машины с неявно выраженными полюсами. После того, как постепенно удалось преодолеть сопряженные с высоким числом оборотов механические и вентиляционные затруднения, турбогенераторы в настоящее время строятся почти исключительно двухполюсные, что соответствует 3000 *об/мин* при 50 Hz. Только машины очень крупной мощности, начиная, примерно, от $P_i > 50\,000$ kVA, строятся иногда в виде четырехполюсных; раньше четырехполюсные машины строились и для меньших мощностей.

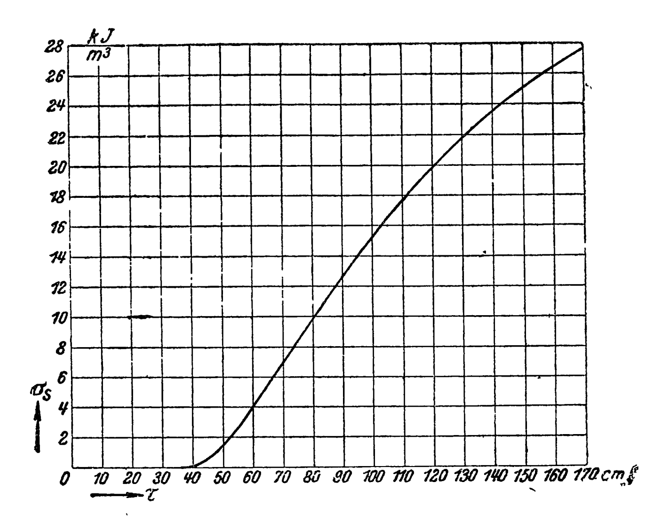
По измерениям, произведенным над исполненным, хорошо использованным трехфазным турбогенератором для 50 Hz с перевозбуждением при $\cos\varphi = 0{,}7$ получается, примерно, представленное на фиг. 355 кажущееся удельное окружное усилие, как функция от диаметра, для $p = 1$. Для $p = 2$ кривая расположена лишь не на много ниже.

Кривые, показанные на фиг. 353—355, предполагают экономически наиболее выгодным образом нормированные напряжения якорной и ро-

торной обмоток (см. §§ 6 c и 8 a); при более высоких напряжениях использование машины понижается, особенно при небольшом полюсном делении. Для меньших напряжений удается достигать при очень малых диаметрах значительно бо́льших удельных окружных усилий.



Фиг. 354. σ_s в функции от полюсного деления у хорошо использованных трехфазных машин с явно выраженными полюсами для 50 Hz, $|\cos\varphi|_{ü} = 0{,}7$.



Фиг. 355. σ_s в функции от полюсного деления у хорошо использованных двухполюсных трехфазных машин с неявно выраженными полюсами, 50 Hz, $|\cos\varphi|_{ü} = 0{,}7$.

У двухфазных машин кажущееся удельное окружное усилие таково же, как у трехфазных, а у однофазных машин с явно выраженными полюсами оно составляет примерно только две трети окружного

усилия трехфазной машины, и оно еще меньше у однофазной машины с неявно выраженными полюсами, так как проникающее в роторные крышки (каппы) или бандажи якорное поле уже не улавливается демпферной обмоткою и поэтому влечет за собою сильный нагрев капп или бандажей.

2. Определение основных размеров.

Основные размеры машины определяются длиною якоря и полюсным делением, ибо произведение из полюсного деления на число полюсов дает окружность расточки, а число полюсов однозначно зависит от частоты и числа оборотов. В дальнейшем мы снова ограничимся сперва рассмотрением генераторов с перевозбуждением при $\cos\varphi = 0,7$ для 50 Hz.

а. Длина якоря. Как и у машин постоянного тока, мы будем пользоваться отношением теоретической длины якоря к полюсному делению, т. е. величиной

$$\lambda = \frac{l_i}{\tau}. \tag{545}$$

Если не считаться с окружною скоростью и маховым моментом, то у машин с явно выраженными полюсами это отношение возрастает вместе с числом полюсов, так как согласно кривым фиг. 354, при одном и том же кажущемся удельном окружном усилии σ_s, машины с бòльшим числом полюсов могут быть выполнены с меньшим полюсным делением, чем машины с меньшим числом полюсов, и так как у машин с большим числом полюсов желательно для более легкого изготовления иметь меньшее полюсное деление, ибо тогда получается меньший диаметр расточки. Таким образом для тех случаев, когда нет надобности особо считаться с окружной скоростью и маховым моментом, то для экономически наиболее выгодного варианта можно брать средние значения λ, примерно близкие к

$$\lambda = 0,5\sqrt{p} \tag{546}$$

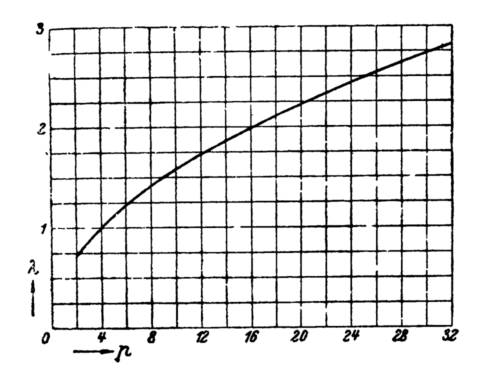
и показанные на фиг. 356, в функции от числа пар полюсов.

Однако очень часто приходится отступать от этих средних значений как в сторону уменьшения, так и увеличения. От генераторов, предназначенных для привода от гидравлических турбин, обычно требуется, чтобы они способны были выдерживать механические воздействия, возникающие при 1,8-кратном номинальном числе оборотов. У новейших быстроходных турбин угонная скорость может превышать в $2^1/_2$ раза номинальное число оборотов, а иной раз быть и еще выше. Окружная скорость в m/sec при номинальном числе оборотов численно равна по урав. (544d) при $f = 50$ Hz полюсному делению τ в cm. Если по соображениям механического порядка нежелательно допустить окружную скорость больше 90 m/sec при 1,8-кратном номинальном числе оборотов, то полюсное деление не должно превышать $90/1,8 = 50$ cm. Поэтому очень большие мощности достижимы для гидрогенераторов только путем увеличения длины якоря. Тогда λ приобретает гораздо большие значения, чем представленные на фиг. 356.

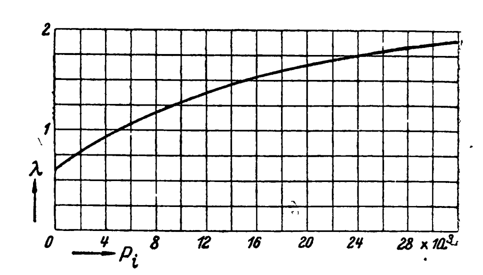
С другой стороны, у машин махового типа для достижения требующегося махового момента приходится увеличивать полюсное деление по сравнению с нормальною его величиною, и тогда λ приобретает соответственно меньшие значения, чем представленные на фиг. 356.

Очень часто синхронные машины строятся с круглым сечением полюсных сердечников, так как тогда весьма упрощается изготовление обмотки возбуждения. При этом диаметр полюсного сердечника d_K равен осевой длине полюсного наконечника или немного меньше ее, а она равна приблизительно теоретической длине якоря l_i. Если положить $d_K \approx 0{,}9\, l_i$, то поток в полюсном сердечнике равен

$$\Phi_K = \frac{\pi}{4} d_K^2 B_K \approx \frac{0{,}81\,\pi}{4} l_i^2 B_K, \tag{547a}$$



Фиг. 356. Средние значения отношения λ теоретической длины якоря к полюсному делению, в функции от числа пар полюсов у машины с явно выраженными полюсами.



Фиг. 357. Средние значения отношения $\lambda = l_i/\tau$, в функции от кажущейся мощности турбогенератора.

где B_K означает индукцию в полюсном сердечнике. Поток в якоре равен

$$\Phi = b_i l_i B_L. \tag{547b}$$

Из урав. (547a) и (547b) для длины якоря получается

$$l_i = \frac{4}{0{,}81\,\pi} \frac{\Phi_K}{\Phi} \frac{B_L}{B_K} b_i \tag{547c}$$

и при средних значениях $\Phi_K/\Phi = 1{,}2$, $B_L/B_K = 0{,}55$ и $b_i = 0{,}63\,\tau$ отношение λ у синхронных машин с круглыми полюсами

$$\lambda \approx 0{,}65. \tag{547}$$

У турбогенераторов, вообще говоря, отношение λ при одном и том же числе полюсов увеличивается вместе с полюсным делением или мощностью, так как справиться с действием центробежных сил тем труднее, чем больше окружная скорость. Начиная от определенной

окружной скорости, примерно от 155 m/sec, мощность вообще удается увеличить только путем удлинения якоря, то-есть увеличения λ. Средние значения для отношения λ у готовых двухполюсных машин представлены на фиг. 357 в виде функции от кажущейся мощности; наибольшие отклонения от этих средних значений доходят примерно до $\pm 35\%$.

b. Полюсное деление. Если в урав. (542) заменить диаметр через полюсное деление и число пар полюсов [урав. (544b)] и ввести отношение теоретической длины якоря к полюсному делению λ по урав. (545), то для кажущегося удельного окружного усилия получается

$$\sigma_s = \frac{1}{4} \frac{P_{iвн}}{np^2 \tau^3 \lambda} = \frac{1}{4} \frac{P_{iвн}}{fp\tau^3\lambda} \tag{548}$$

или

$$\frac{P_{iвн}}{fp\lambda} = 4 \sigma_s \tau^3. \tag{549}$$

Так как σ_s в свою очередь является функцией от τ, то можно также написать:

$$\frac{P_{iвн}}{fp\lambda} = f(\tau). \tag{549a}$$

Подставив в уравн. (549) соответственные значения σ_s в J/cm³ и τ в cm по фиг. 354 и 355, мы получаем отношение $P_{i\,вн}/fp\lambda$ в J и можем представить полюсное деление τ в виде функции от $P_{i\,вн}/fp\lambda$. Изобразив полюсное деление в зависимости от корня кубического из $P_{i\,вн}/fp\lambda$, причем внутреннюю кажущуюся мощность $P_{i\,вн}$ надо выразить в W, а частоту в Hz, мы получаем прямую

$$\tau = a + b\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}}\ \text{cm}, \tag{550}$$

представленную на фиг. 358 и 359. На этих чертежах абсциссы размечены не в единицах $\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}}$, а в единицах $\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}$, чтобы сберечь труд на извлечение корня, причем за единицу измерения принят kW sec = kJ (килоджоуль). Постоянные a и b приведены в таблице 18.

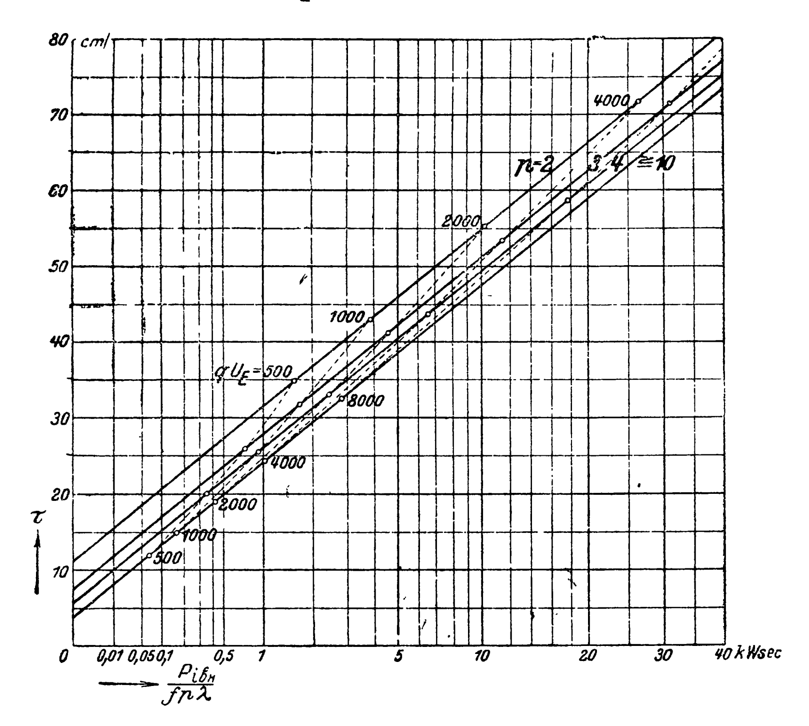
Не случайно то обстоятельство, что исследование уравн. (549) по кривым фиг. 353—355 приводит к прямым линиям [уравн. (550)], представленным на фиг. 358 и 359. Кривые фиг. 353—355 большей частью построены на основании обмеров существующих машин и соответственные значения τ в системе координат $\left(\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}}\ \tau\right)$ естественно уложились на прямых линиях. Из уравн. (549) и (550) видно, что кажущееся окружное удельное усилие должно удовлетворять уравнению

$$\sigma_s = c\left(1 - \frac{a}{t}\right)^3 \text{kJ/m}^3. \tag{551}$$

Здесь для сокращения введена постоянная

$$c = \frac{250}{b^3}\ \mathrm{kJ/m^3}, \qquad (551a)$$

в таблице 18 она приведена наряду с постоянными a и b.



Фиг. 358. Полюсное деление хорошо использованных трехфазных машин с явно выраженными полюсами для 50 Hz, $|\cos\varphi|_{\ddot{u}} = 0{,}7$ в функции от $P_{i\,вн}/fp\lambda$ при различных числах пар полюсов p ----- предел для применимости голых обмоток возбуждения с указанными qU_E в $\mathrm{mm}^2 \times$ V (ср. § 8 d).

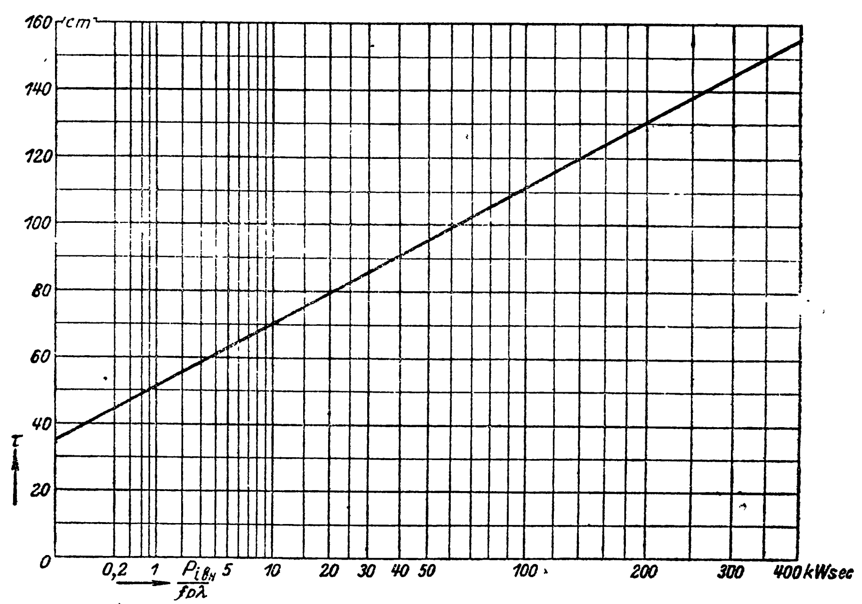
Таблица 18

Числовые значения a, b и c уравн. (550) и (551) для перевозбужденных машин с $|\cos\varphi| = 0{,}7$

p	С явно выраженными полюсами				Турбогенераторы
	2	3	4	$\geqslant 10$	
a	11,20	7,48	5,60	3,75	35,0 cm
b	2,025				1,65 $\mathrm{cm/J^{1/3}}$
c	30,0				55,5 $\mathrm{kJ/m^3}$

Фиг. 358 и 359 действительны при тех же предпосылках, что и фиг. 353—355, то-есть для двух и трехфазных генераторов с перевозбуждением при $\cos\varphi \approx 0{,}7$ при наиболее выгодных значениях нормированных напряжений.

Постоянная a в урав. (550) или отрезок на оси ординат, отсекаемый прямой фиг. 358 и 359, изображает полюсное деление, при котором сужение междуполюсного пространства и относительная потребность в пространстве для изоляции настолько велики, что машина уже невыполнима



Фиг. 359. Полюсное деление хорошо использованных двухполюсных трехфазных машин с неявно выраженными полюсами для 50 Hz, $|\cos\varphi|_{ü} = 0{,}7$ в функции от $P_{i\,вн}/fp\lambda$.

с указанными в таблицах 26 и 27 на стр. 509 максимальными якорными напряжениями и с указанными в § 8а роторными напряжениями. При понижении якорного и роторного напряжений, при более слабой изоляции или, наконец, при большем расстоянии между впадинами можно, конечно, выполнить и машину с меньшим полюсным делением.

с. Влияние частоты. Чтобы судить о влиянии частоты на основные размеры машины, рассмотрим одну и ту же машину при различных частотах, то-есть при различных числах оборотов. По мере уменьшения числа оборотов индуктируемая в машине ЭДС убывает, и в той же мере убывает индуктивное падение напряжения. При одних и тех же якорном токе и угле сдвига фаз φ получается тогда при каждом числе оборотов, если пренебречь небольшим омическим падением напряжения, один и тот же полный ток ротора. Таким образом джоулевы потери в обмотках, за вычетом потерь, обусловленных вытеснением тока (поверхностным эффектом), не изменяются; зато потери в железе и добавочные (на вытеснение тока и вихревые токи) по мере уменьшения числа оборотов

понижаются, а вентиляция становится все хуже. Понижаются также потери на трение и вентиляцию, но этими потерями мы можем при нашем исследовании пренебречь, так как их влияние на нагрев обмоток незначительно.

Сравним теперь две машины — например, при частотах 50 Hz и $50/3 = 16^2/_3$ Hz, и одном и том же якорном токе. В обоих случаях джоулевы потери одинаковы в обмотке возбуждения, где добавочные потери не возникают. Железные потери в якоре для обыкновенного динамного железа согласно таблице 4 в томе I, стр. 162, составляют при $16^2/_3$ Hz только 0,3 от железных потерь при 50 Hz, а добавочные потери, которые почти пропорциональны квадрату частоты, понижаются при $16^2/_3$ Hz до 0,1 от той величины, которую они имеют при 50 Hz. Это сокращение потерь компенсируется ухудшением вентиляции, так как при $16^2/_3$ Hz окружная скорость понижается до $^1/_3$. По отношению к нагреву якорной обмотки оба влияния приблизительно нейтрализуют друг друга, между тем как роторная обмотка при $16^2/_3$ Hz должна нагреваться гораздо сильнее, чем при 50 Hz вследствие ухудшения вентиляции.

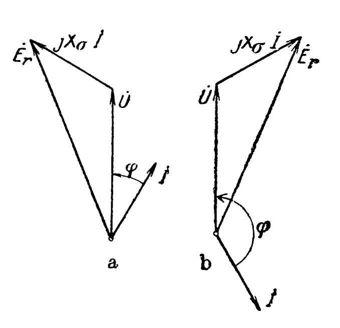
Но частоты значительно меньшие, нежели 50 Hz встречаются только в случае машин большой мощности, служащих для питания однофазных сетей магистральных жел. дорог, а при крупных мощностях даже машины с явно выраженными полюсами строятся закрытого (фиг. 267 в томе I) или по крайней мере защищенного типа (фиг. 266 в томе I). Тогда, вообще говоря, можно, сконструировав надлежащим образом вентилятор, пропускать через машину и при значительно пониженной окружной скорости потребное для охлаждения количество воздуха, так что использование машины при частотах ниже 50 Hz, вплоть до $16^2/_3$ Hz заметным образом не ухудшается и, следовательно, кажущееся удельное окружное усилие остается при $16^2/_3$ Hz таким же, как при 50 Hz. Тогда у однофазной машины полюсное деление может быть тоже выбрано по фиг. 358 и 359. При меньших мощностях и числах оборотов, когда влияние сужения междуполюсного пространства на использование машины еще значительно, рекомендуется все же увеличивать полюсное деление при $16^2/_3$ Hz и тогда при усиленной вентиляции кажущееся удельное окружное усилие может стать даже больше, чем при 50 Hz.

Отклонения от частоты 50 Hz на $\pm 20\%$ не имеют существенного влияния на использование и на кажущееся окружное усилие при том же полюсном делении и той же вентиляции. В этих случаях применяются обычно те же машины, что и при 50 Hz, причем, разумеется, мощность должна быть изменена пропорционально частоте.

d. Влияние угла сдвига фаз; двигатели. У генераторов с большим числом полюсов, примерно с $p \gg 10$, использование машины преимущественно определяется якорем, так что при любом сдвиге фаз φ между током и напряжением на зажимах основные размеры машины определяются только внутренней кажущейся мощностью $P_{i\,вн} = mE_r I$. Поэтому для машин с $p \gg 10$ кажущееся окружное усилие по фиг. 354 и полюсное деление по фиг. 358 остаются справедливыми независимо от угла сдвига фаз φ.

Наоборот, у машин с небольшим числом полюсов, при-

мерно с p равным от 2 до 4, размеры при $\cos\varphi = 0{,}7$ с перевозбуждением преимущественно определяются обмоткою возбуждения. Здесь поэтому удельное окружное кажущееся усилие σ_s, отнесенное к внутренней кажущейся мощности, уже теряет свою независимость от угла сдвига фаз φ; чем меньше полный ток ротора, тем больше становится отнесенное к внутренней кажущейся мощности удельное окружное усилие σ_s. Однако, размеры по мере убывания полного тока ротора, можно сокращать, относительно говоря, в небольшой степени, так как при меньшем полном токе ротора, чем тот, который соответствует $\cos\varphi = 0{,}7$ с перевозбуждением, использование машины опять начинает вскоре определяться якорем. Мы не станем здесь углубляться в это исследование, потому что в большинстве практических случаев машина рассчитывается на $\cos\varphi = 0{,}7$ при перевозбуждении.



Фиг. 360a и b, Диаграммы напряжений. a) генератор, b) двигатель с теми же нагруженностями.

К синхронным двигателям относятся те же соображения, что и к генераторам, если только нет надобности считаться с опрокидывающим моментом и явлениями качания. Если пренебречь активным сопротивлением, нормально очень небольшим по сравнению с реактивным сопротивлением от рассеяния, то угол сдвига фаз $\varphi = \pi - \varphi_G$ у двигателя определяет собою ту же результирующую ЭДС E_r, как и угол сдвига фаз $\varphi = \varphi_G$ у генератора (см. фиг. 360a и b), а значит и такое же использование машины. Обычно те же самые машины, которые рассчитаны в качестве генераторов с $\cos\varphi = 0{,}7$ при перевозбуждении, применяются в качестве двигателей, на ту же кажущуюся мощность потребления, как и номинальная кажущаяся мощность генератора, причем даже при $\cos\varphi = 1$. Тогда, согласно нашим рассуждениям, у машин с меньшим числом полюсов должна была бы получиться большая кажущаяся мощность при работе их в качестве двигателей. Для (механической) номинальной мощности двигателя имеем

$$P_N = |P_i \cdot \cos\varphi \cdot \eta|, \qquad (552)$$

если через P_i обозначить кажущуюся мощность работающей генератором машины при $\cos\varphi = 0{,}7$ и перевозбуждении. При возбуждении до $\cos\varphi = 1$ у машин, рассчитанных в качестве генераторов для $\cos\varphi = 0{,}7$, получаются обычно небольшие опрокидывающие моменты, приблизительно в 1,6 раз превышающие номинальный момент. Для получения бо́льших опрокидывающих моментов при $\cos\varphi = 1$ нужно увеличить воздушный промежуток.

Но часто синхронный двигатель служит в то же время генератором реактивного тока и работает при $\cos\varphi$ равном от $-0{,}9$ до $-0{,}8$. При большем возбуждении, которое тогда требуется, получается сам собою бо́льший опрокидывающий момент, достаточный в большинстве практических случаев.

3. Магнитные и электрические нагруженности.

а. Линейная нагрузка и индукция в воздушном промежутке. Согласно урав. (189) тома I кажущееся удельное окружное усилие трехфазной машины, отнесенное к внутренней кажущейся мощности, равно

$$\sigma_s = 0{,}707\,\xi_1 A B_1, \tag{553a}$$

где A означает линейную нагрузку и B_1 амплитуду основной волны индукции в воздушном промежутке. Если выразить кажущееся усилие σ_s kJ/m³ (см. фиг. 353—355), то произведение этих величин равно

$$AB_1 = \frac{1{,}414 \cdot 10^5}{\xi_1}\,\sigma_s\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}}\,\mathrm{G}, \tag{553}$$

где σ_s должно быть вычислено для принятых основных размеров (τ и l_i) по уравн. (548), или же, если основные размеры еще не установлены, может быть взято из фиг. 353—355.

Произведение AB_1 по уравн. (553) мы должны разложить на его сомножители A и B_1.

При 50 HZ амплитуда B_1 основной волны, вообще говоря, лежит у машин с явно выраженными полюсами в пределах 6000—9000 гауссов, у турбогенераторов — в пределах 5000—8000 гауссов, причем меньшие значения действительны для относительно малых диаметров и полюсных делений, а большие также для генераторов реактивной мощности и двигателей с большим опрокидывающим моментом.

Линейная нагрузка, составляющая примерно 200 A/cm у малых машин, доходит до 500 A/cm у больших машин с явно выраженными полюсами, а у машин с неявно выраженными полюсами она составляет примерно 300 A/cm для малых и примерно 650 A/cm для больших машин. Верхний предел линейной нагрузки преимущественно определяется джоулевыми потерями в обмотке и добавочными потерями, а также допустимым изменением напряжения, нижний предел — допустимым ударным током короткого замыкания. По § 42 „Правил и норм“ изменение напряжения не должно превышать 50% при $\cos\varphi = 0{,}8$; по § 44 ударный ток короткого замыкания не должен превышать 15-кратной амплитуды номинального тока.

Всего труднее соблюсти условие, касающееся ударного тока короткого замыкания, в частности — у турбогенераторов. Поэтому часто желательно произвести разложение произведения A и B_1, заранее считаясь с ударным током короткого замыкания. При этом главную роль играет отнесенное к номинальному напряжению реактивное падение напряжения

$$\varepsilon_r = \frac{X_\sigma I_N}{U_N} = \frac{X_\sigma I_N}{E_r} \cdot \frac{E_r}{U_N}. \tag{554a}$$

Чтобы ударный ток короткого замыкания не превысил указанного в § 44 „Правил и норм“ предела, ε_r согласно исследованиям § E 2a, не должно быть меньше значений $\varepsilon_{r\,\min}$, указанных в таблице 16 на стр. 285 для различных видов машин.

Положив в урав. (554a)

$$X_\sigma = 0{,}158\frac{f}{100}\left(\frac{w}{100}\right)^2\frac{l_i}{p}\left[\frac{\lambda_N}{q}+\frac{\lambda_K}{q}+\frac{l_S}{l_i}\lambda_S\right]\Omega \qquad (554b)$$

[см. урав. (376), (399) и (418) в томе I],

$$I_N = \frac{Ap\tau}{3w}\ \text{A} \qquad (554c)$$

[см. урав. (96a)], и

$$E_r = \sqrt{2}\,\pi w \xi_1\left(\frac{2}{\pi}\ \tau l_i B_1\right)\cdot 10^{-8}\text{V} \qquad (554d)$$

[см. урав. (157) тома I], мы получаем для отнесенного к номинальному напряжению реактивного падения напряжения —

$$\varepsilon_r = \frac{\zeta}{\xi_1}\,\frac{E_r}{U_N}\,\frac{A}{B_1}, \qquad (555)$$

где A должно быть выражено в A/cm и B_1 в гауссах, а

$$\zeta = 1{,}86\frac{\lambda_N}{q} + 1{,}86\frac{\lambda_K}{q} + 1{,}86\frac{\tau}{l_i}\,\frac{l_S}{\tau}\lambda_S\ \text{G. cm/A.} \qquad (555a)$$

Таблица 19.

Значения $1{,}86\ \lambda_N/q$.

Приведенные в скобках значения действительны при полном насыщении головок зубцов (совершенно открытые впадины).

q	Открытые впадины по фиг. 397a, h/a =					Полуоткрытые впадины по фиг. 397 b, h'/a =				
	3	4	5	6	7	3	4	5	6	7
2	1,22	1,62	2,03	—	—	1,64 (1,19)	1,97 (1,52)	2,30 (1,85)	— —	— —
3	0,812	1,08	1,35	—	—	1,09 (0,79)	1,31 (1,01)	1,54 (1,23)	— —	— —
4	0,609	0,812	1,01	1,22	1,42	0,817 (0,592)	0,985 (0,760)	1,15 (0,926)	1,32 (1,091)	1,49 (1,260)
6	0,406	0,543	0,678	0,812	0,955	0,545 (0,395)	0,646 (0,496)	0,767 (0,617)	0,878 (0,728)	0,982 (0,832)
8	0,304	0,406	0,508	0,610	0,710	0,410 (0,298)	0,493 (0,381)	0,576 (0,464)	0,657 (0,545)	0,742 (0,630)
10	0,244	0,324	0,406	0,486	0,568	0,328 (0,238)	0,394 (0,304)	0,460 (0,370)	0,528 (0,438)	0,593 (0,503)
12	0,203	0,270	0,338	0,406	0,472	0,273 (0,198)	0,328 (0,253)	0,384 (0,309)	0,440 (0,365)	0,493 (0,418)

Для быстрого приближенного определения ζ в таблицах 19 и 20 приведены для открытых и полуоткрытых впадин по фиг. 397a и b

Таблица 20.

Значения 1,86 λ_K/q для турбогенераторов.

При умножении их на b_P/τ получаются соответственные значения для машин с явно выраженными полюсами.

q	Открытая впадина по фиг. 397a, δ/τ =					Полуоткрытая впадина по фиг. 397b, δ/τ =				
	0,01	0,015	0,02	0,03	0,04	0,01	0,015	0,02	0,03	0,04
2	0,101	0,146	0,186	0,259	0,322	0,321	0,425	0,503	0,621	0,702
3	0,097	0,137	0,173	0,233	0,282	0,282	0,359	0,413	0,491	0,537
4	0,094	0,129	0,161	0,212	0,251	0,252	0,311	0,351	0,405	0,438
6	0,086	0,116	0,141	0,179	0,207	0,206	0,245	0,268	0,300	0,317
8	0,081	0,106	0,125	0,155	0,175	0,175	0,202	0,218	0,238	0,248
10	0,075	0,097	0,113	0,137	0,152	0,152	0,172	0,183	0,198	0,205
12	0,071	0,090	0,103	0,122	0,135	0,135	0,149	0,158	0,169	0,174

значения первых двух членов ζ; в таблице 19 в графе для полуоткрытых впадин приведены также взятые в скобки значения для соответственных, совершенно открытых впадин, индуктивность которых, согласно сказанному в §§ E 2 a и E 2 c, главным образом определяет собою ударный ток короткого замыкания. Для приблизительного определения третьего члена ζ можно при катушечных обмотках положить

$$\frac{l_S}{\tau} \approx 2\left(\frac{2U_N}{\tau} + \frac{W}{\tau}\right), \tag{555b}$$

где U_N означает номинальное напряжение в kV, τ должно быть выражено в cm, а W/τ означает отношение ширины катушки к полюсному делению. При обыкновенных двух- и трехэтажных обмотках следует считать $W = \tau$. При стержневых обмотках и обмотках с сосредоточенным распределением головок (см. фиг. 126 тома I и § 26 A книги „Якорные обмотки“ [Л 20]) к величине l_S/τ по уравнению (555b) нужно еще делать надбавку в размере от $10/\tau$ до $40/\tau$, смотря по величине машины. Отношение τ/l_i в третьем члене ζ известно из основных размеров машины [см. урав. (545)], а $\lambda_S \approx \lambda''_S$ может быть взято из таблицы 3 (стр. 97). При двухслойных обмотках нужно согласно уравн. (384a) тома I заменить λ_N через λ'_N и по урав. (400) тома I λ_k через $\lambda'_K = \frac{1+g}{2}\lambda_K$ (см. также § B 4 c).

Из урав. (553) и (555) для наименьшей допустимой линейной нагрузки получается

$$A = 376\sqrt{\sigma_S \frac{\varepsilon_r}{\zeta} \frac{U_N}{E_r}}\ \text{A/cm} \tag{556a}$$

и для соответственной амплитуды индукции

$$B_1 = \frac{376}{\xi_1}\sqrt{\sigma_s \frac{\zeta}{\varepsilon_r} \frac{E_r}{U_N}} \text{ гауссов,} \tag{556b}$$

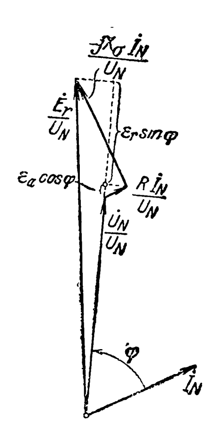
если σ_s выражено в kJ/m^3.

Для отношения E_r/U_N получается, согласно фиг. 361, с большим приближением

$$\frac{E_r}{U_N} \approx 1 + \varepsilon_a \cos\varphi + \varepsilon_r \sin\varphi \approx 1 + \varepsilon_r \sin\varphi, \tag{557a}$$

если ε_a и ε_r означают отнесенные к номинальному напряжению активное и реактивное напряжения и если угол сдвига фаз φ между током и напряжением на зажимах у двигателя всегда вводить в качестве тупого угла. При перевозбуждении угол φ положителен, при недовозбуждении — отрицателен. Обычно для машин с перевозбуждением при $|\cos\varphi| = 0{,}7$

$$\frac{E_r}{U_N} \approx 1{,}07. \tag{557b}$$



Фиг. 361. Пояснение уравнения (557a).

Если при наименьшем ε_r, какое еще допустимо с точки зрения ударного тока короткого замыкания, получаются относительно большая линейная нагрузка и относительно малая индукция при обыкновенных впадинах, положенных в основу таблиц 19 и 20, и нормальных средних длинах l_S, то реактивное сопротивление рассеяния нужно повысить искусственно, либо путем углубления впадин, либо путем увеличения высоты прореза при полузакрытых впадинах (см. § 5а), либо путем увеличения средней длины l_S лобовых соединений. Применение первых двух способов, как мы видели в § E 2 d, ограничено магнитной нагруженностью зубцов при ударном токе короткого замыкания. Последний способ влечет за собой увеличение механических воздействий на лобовые соединения.

Если, с другой стороны, при наименьшем допустимом ε_r получается относительно большая индукция, так что у машин с небольшим числом полюсов трудно уместить обмотку возбуждения, то линейную нагрузку следует увеличить, а индукцию понизить, причем приходится мириться с возникающим тогда бо́льшим изменением напряжения, если только оно не превосходит допустимого по § 42 „Правил и норм“ значения 50% при $\cos\varphi = 0{,}8$ с перевозбуждением.

b. **Допустимые магнитные и электрические нагруженности.** При выборе магнитных нагруженностей в железных частях нужно руководиться применительно к синхронным машинам теми же общими соображениями, которые мы привели в томе I, § III F 2 b, говоря о машине постоянного тока. Предельные значения нагруженностей, обычные у син-

хронных машин, сгруппированы в таблице 21. Они относятся к холостому ходу при номинальном напряжении, причем предполагается работа с перевозбуждением при $|\cos\varphi| = 0{,}7$ и 50 Hz. У машин с другими углами сдвига фаз при номинальной работе можно пересчитывать нагруженности примерно в отношении результирующей ЭДС при $|\cos\varphi| = 0{,}7$ с перевозбуждением к возникающей в данном случае результирующей ЭДС в воздушном промежутке.

Предельные значения нагруженностей в якоре относятся в первую очередь к обыкновенному динамному железу. При легированном железе можно было бы взять несколько бо̀льшую загруженность с точки зрения допустимого нагрева якоря, но при этом возросло бы магнитное напряжение вдоль якорного железа и потребовался бы бо̀льший полный ток ротора. Поэтому магнитные нагруженности, превышающие значения таблицы 21 (не больше, однако чем, на 1000 гауссов) допустимы при легированном железе только в том случае, если использование машины определяется якорем (см. § 2d). Такое же влияние, как и легированное железо, имеет и частота, меньшая 50 Hz, для которой действительны данные таблицы 21.

Указанные в таблице 21 индукции в теле якоря действительны при условии, что сечение тела якоря не ослаблено аксиальными вентиляционными каналами или вырезами для укрепления якорных листов (напр., пазами в форме ласточкина хвоста на наружной периферии, или отверстиями, сквозь которые пропускаются стяжные болты). Для этих мест повышенной нагруженности можно повышать индукцию примерно до 18 000 гауссов, если они простираются на сравнительно короткий участок пути.

Таблица 21.

Магнитные нагруженности в железных частях у машин с перевозбуждением, $|\cos\varphi| = 0{,}7$, 50 Hz, при холостом ходе с номинальным напряжением.

Тело якоря машины с явно выраженными полюсами	10 000—13 000	гауссов
Турбогенераторы	10 000—14 000	„
Якорные зубцы, наибольшее максимальное значение	16 000—18 000	„
Максимальное значение (B_{ZM}) по середине зубца	13 500—15 500	„
Полюсный сердечник, машины с явно выраженными полюсами (обыкновенное динамное железо или литая сталь)	13 000—17 000	„
Ярмо индуктора (ротора) машины с явно-выраженными полюсами (обыкновенное динамное железо, литая или сименс-мартеновская сталь)	12 000—14 000	„
Чугун	$\leq$ 7 000	„
Роторные зубцы у турбогенераторов в необмотанной части (сименс-мартеновская сталь, хромоникелевая сталь)	14 000—16 000	„
В обмотанной части	$\leq$23 000	„
Тело ротора у турбогенераторов (сименс-мартеновская сталь)	10 000—15 000	„

Индукции в зубцах приведены без учета сужения зубцов при открытых впадинах, которое делается для вставки клиньев, занимающих обычно очень короткий участок пути. При нагрузке машины, макси-

мальное значение индукции в зубцах под влиянием якорного поля, вообще говоря, увеличивается по сравнению с холостым ходом и тогда, как мы видели в томе I, § II L 6 b, в проводниках, заполняющих впадину почти по всей ширине и не подразделенных в поперечном к впадине направлении, может возникнуть недопустимо сильный дополнительный нагрев от вихревых токов. С точки зрения этих потерь на вихревые токи, следовало бы не допускать, чтобы максимальная индукция посредине зубца (B_{ZM}) превосходила при нагрузке примерно 20 000 гауссов. Следовательно, чтобы данные таблицы 21 сохраняли также силу для машин с широкими проводниками во впадинах, форма у полюсного наконечника должна быть такова, чтобы максимальная индукция посредине зубца не превосходила 20 000 гауссов. Большая длина воздушного промежутка при небольшой линейной нагрузке и небольшом полюсном делении сокращает якорное поперечное поле и, следовательно, дает возможность применить бóльшие индукции в зубцах при холостом ходе с номинальным напряжением. Равным образом и для индукции в зубцах допустимы бóльшие значения при полюсных наконечниках, у которых воздушный промежуток постепенно расширяется по направлению от середины полюса к его краям, чем при полюсных наконечниках, имеющих вдоль полюсной дуги постоянный воздушный промежуток, если только в обоих случаях одинакова амплитуда основной волны индукции в воздушном промежутке (см. отдел M).

При выборе индукции в полюсном сердечнике и ярме ротора нужно считаться с изменением потока рассеяния в зависимости от нагрузки, вследствие чего при перевозбуждении и номинальном напряжении эта индукция выше, чем при холостом ходе, — тем выше, чем больше поток рассеяния при холостом ходе и линейная нагрузка. Меньшие значения таблицы действительны поэтому для машин с бóльшим потоком рассеяния, а бóльшие значения — для машин с относительно небольшим потоком рассеяния. У машин маховичного типа ярмо ротора для достижения требуемого махового момента имеет столь большие размеры, что указанные значения индукции далеко не достигаются.

Данные для роторных зубцов у турбогенераторов, как и все вообще данные таблицы 21, действительны для истинных индукций. При роторах с аксиальной вентиляцией во впадинах (см. напр. фиг. 104) отношение побочных немагнитных путей, параллельных зубцу, к железному сечению зубца очень велико (см. том I, § II G 3) и достигает значений до $k_Z \approx 3{,}5$. Истинной индукции в зубцах 23 000 гауссов соответствует тогда кажущаяся индукция в зубцах 33 000 гауссов.

Индукция в теле ротора у турбогенераторов определяется преимущественно строительными соображениями. У двухполюсных турбогенераторов вал просверливается для испытания механических свойств поковки и индукция в теле ротора определяется главным образом величиной этого отверстия; в этом случае индукция иногда может превосходить даже 15 000 гауссов.

В таблице 22 приведены допустимые плотности тока, обычно встречающиеся у синхронных машин. Более высокие значения у якорных обмоток относятся обычно к небольшим машинам, между тем, как у роторных обмоток турбогенераторов более высокие плотности тока относятся к самым большим машинам с мощной вентиляцией. У обмо-

ток возбуждения машин с явно выраженными полюсами более высокие плотности тока относятся к обмоткам из плоской ленты, более низкие — к обмоткам из круглой медной проволоки.

Для изготовления обмоток возбуждения турбогенераторов иногда пользуются также алюминием. Удельное сопротивление у алюминия приблизительно в 1,67 раз больше, чем у меди. При одном и том же количестве джоулева тепла плотность тока у алюминия может составлять только $1/\sqrt{1{,}67} \approx 0{,}78$ от плотности тока у меди. Зато ввиду меньшего механического воздействия на ротор, при применении алюминиевой обмотки, можно выбирать несколько большую, чем при медной обмотке окружную скорость, так что на использование машины применение алюминиевой роторной обмотки почти не влияет.

Допустимые с точки зрения нагрева произведения JA из плотности тока на линейную нагрузку (см. том I, § II E 3) тоже приведены в таблице 22.

Таблица 22.

Допустимые плотности тока в обмотках и произведения из плотности тока на линейную нагрузку.

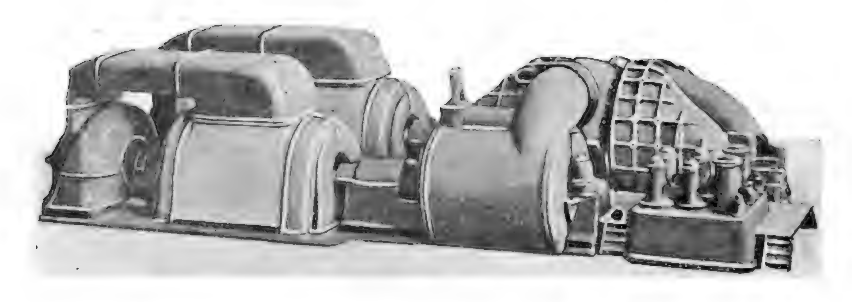
Якорная обмотка машины с явно выраженными полюсами	2,5—3,8 A/mm²
Турбогенераторы внутри впадины	2,0—3,0 „
Лобовые соединения	2,5—3,5 „
Машины с явно выраженными полюсами и турбогенераторы	900 A/mm²·A/cm $\leqslant JA \leqslant$ 1300 A/mm²·A/cm
Роторная обмотка, машины с явно выраженными полюсами	2,0—3,5 A/mm²
Турбогенераторы	2,5—4,5 „
Турбогенераторы	1500 A/mm²·A/cm $\leqslant JA \leqslant$ 3500 A/mm²·A/cm

4. Якорь, корпус и ротор.

а. Якорь и корпус. Машины с явно выраженными полюсами обычно изготовляются с радиальным охлаждением. Для турбогенераторов применяется также аксиальная и смешанная вентиляция, но за последнее время предпочтение отдают радиальной вентиляции с наружным обдуванием статора (см. том I, фиг. 271). Крупные турбогенераторы в настоящее время исполняются почти всегда с круговой циркуляцией охлаждающего воздуха (том I, стр. 301). При этом вентилятор обычно встраивают в машину, чтобы для машинного агрегата получилась минимальная строительная длина. У новейших машин фирмы Броун, Бовери и Ко [Л 167] вентилятор расположен, однако, между генератором и возбудителем, так что он отсасывает воздух из машины (фиг. 362). При этом можно выполнить вентилятор в строгом соответствии с аэродинамическими принципами и тогда вентиляционные потери, составляющие при других конструкциях немалую часть общих потерь, значительно сокращаются. Кроме того воздух нагревается от вентиляционных потерь (у больших генераторов на 5° С и больше) после того лишь, как он покинул машину, так что средняя температура в генераторе на 5° С и больше будет ниже, чем при прочих конструкциях.

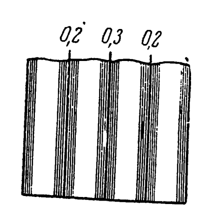
Небольшие машины (примерно до 100 kVA) строятся обычно без

вентиляционных каналов. У больших машин якорь подразделяется на отдельные пакеты листов, между которыми устраиваются вентиляционные каналы шириною около 1 cm; длина отдельных пакетов листов составляет от 8 до 10 cm при 1 или 2 вентиляционных каналах, а при большем их количестве сокращается до 4,5—5 cm. Отдельные листы имеют

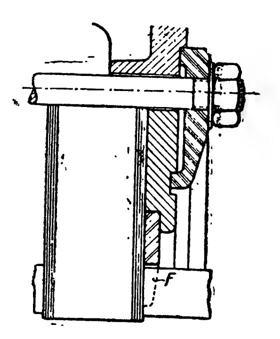


Фиг. 362. Размещение вентиляторов (слева) между генератором и возбудителем у турбо-группы с двумя генераторами: 88 000 kVA, 1800 об/мин. (см. фиг. 395) и 100 000 kVA, 1200 об/мин. BBC.

толщину 0,5 mm, концевые листы обычно делаются толщиною 1 mm. Распорки между отдельными листовыми пакетами выполняются так же, как у машины постоянного тока. Они состоят у больших машин из Т-образных полос, приваренных к концевым листам. Перед сборкой листы отшлифовывают, чтобы освободить их от заусениц, образовавшихся при штамповке. У больших машин не ограничиваются обыкновенною бумажною изоляцией между листами, а вставляют еще несколько более толстых бумажных прокладок, как показано на фиг. 363, гарантирующих невозможность короткого замыкания в железе через заусеницы по длине пакетов и, следовательно, предотвращающих выгорание железа, которого приходится опасаться у крупных машин. Коэфициент использования k_E (см. том I, стр. 168) понижается вследствие этого до 0,88—0,89. Чтобы по возможности сократить потери в железе, у машин с большой радиальной длиной пакетов, особенно у турбогенераторов, якорные листы, как правило, штампуют из слабо или сильно легированного железа.

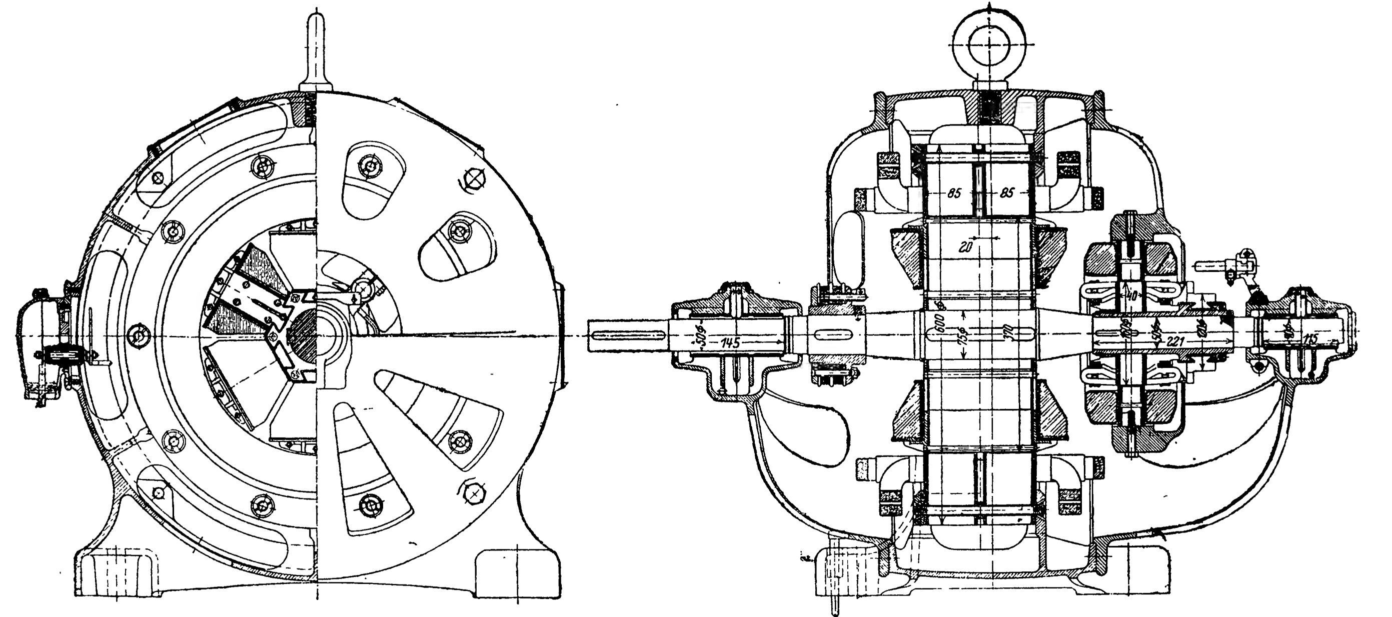


Фиг. 363. Пакет листов с бумажными прослойками.

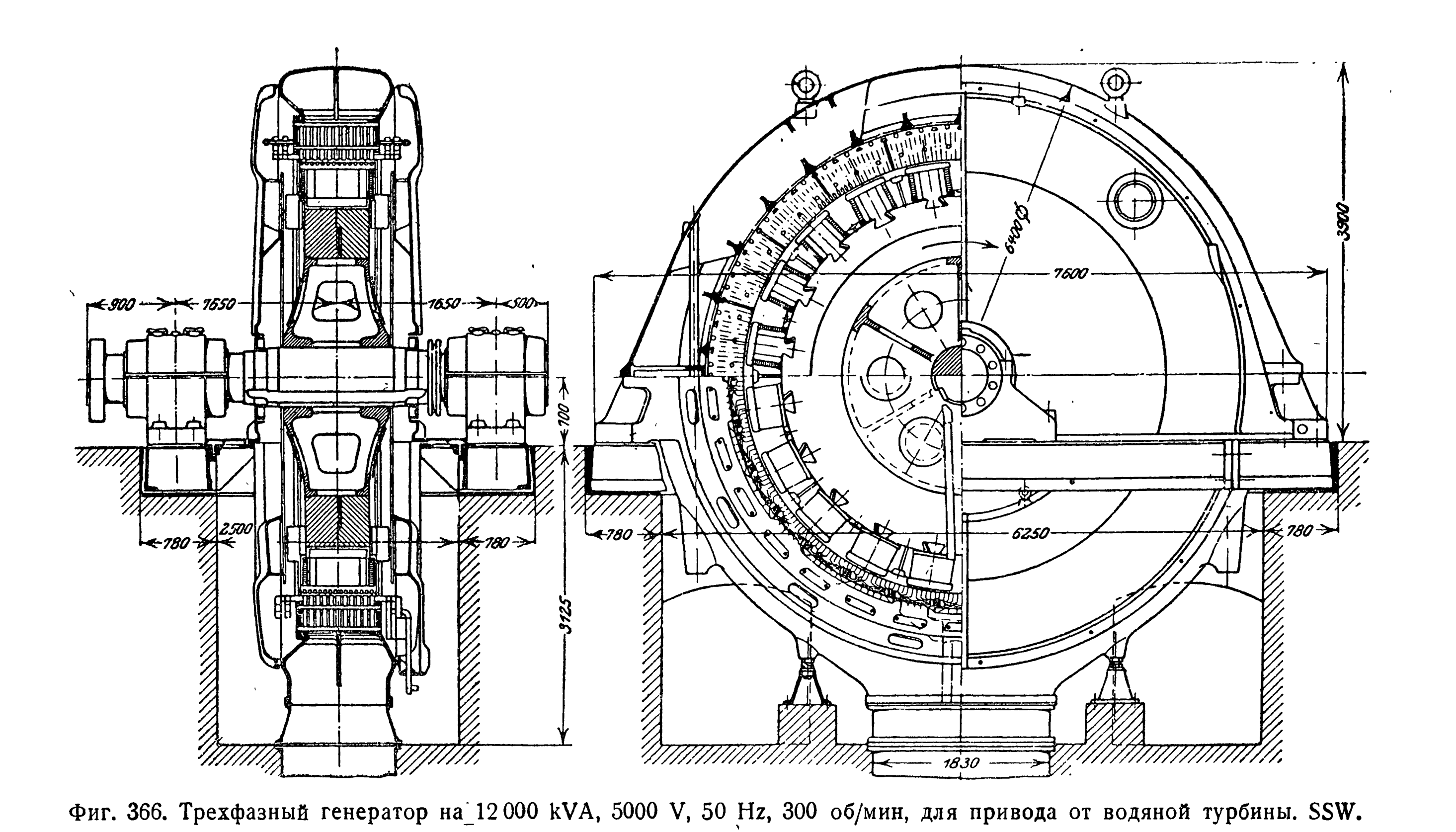


Фиг. 364. Нажимная плита со вставками F из немагнитного металла.

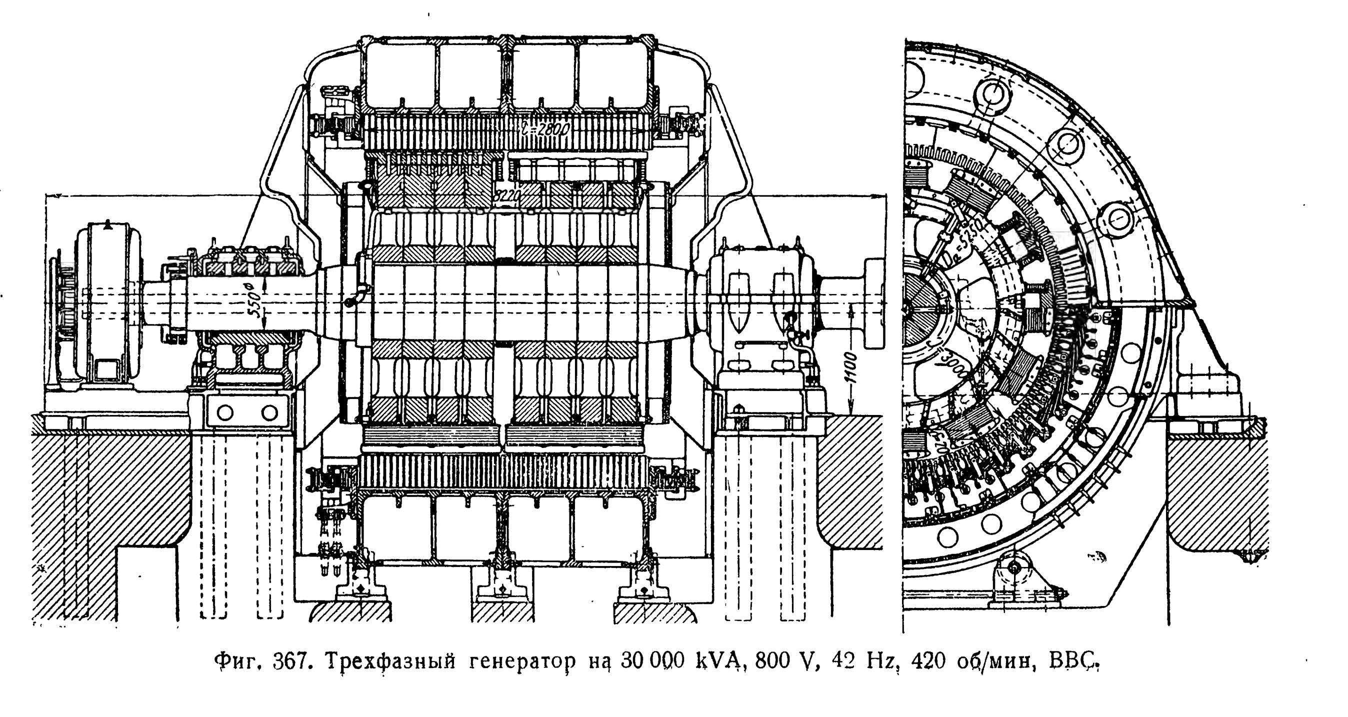
Нажимные плиты имеют у окружности расточки гребенчатую форму, благодаря чему спрессовываются и не могут расходиться зубцы. У больших машин, особенно у турбогенераторов, гребенчатая часть нажимных плит или по крайней мере пальцы должны состоять из немагнитного материала (F на фиг. 364), чтобы обусловленные полем рассеяния потери на вихревые токи, образующиеся у турбогенераторов



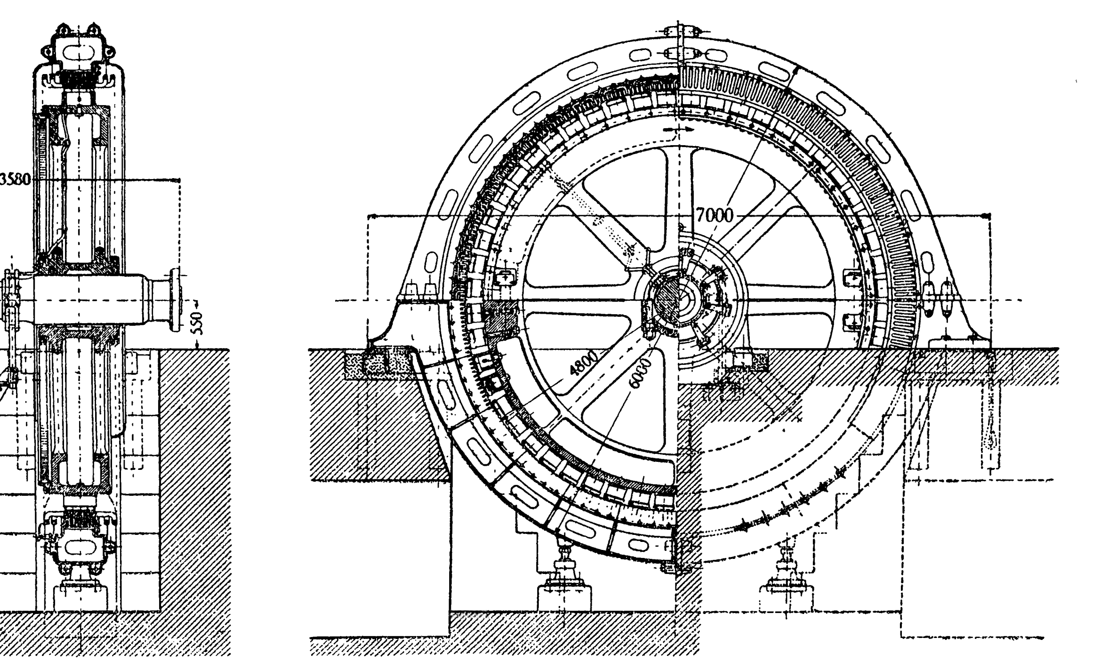
Фиг. 365. Трехфазный генератор мощностью 16 kVA, 50 Hz, 1000 об/мин со встроенным компаундным возбудителем на 0,68 kW, 59 V (ср. также том I, рис. 76 и 77). SSW, устарелый тип.



Фиг. 366. Трехфазный генератор на 12 000 kVA, 5000 V, 50 Hz, 300 об/мин, для привода от водяной турбины. SSW.



Фиг. 367. Трехфазный генератор на 30 000 kVA, 800 V, 42 Hz, 420 об/мин, BBC.

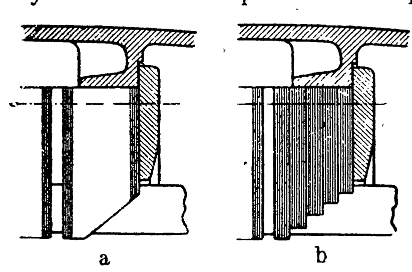


Фиг. 368. Трехфазный генератор на 2600 kVA, 60 Hz, 138,5 об/мин, для привода от двигателя Дизеля. BBC.

также в крышках или бандажах ротора, были минимальны. Еще лучше было бы, разумеется, изготовить всю плиту из немагнитного мате-

Фиг. 369. Трехфазный генератор на 3200 kVA, 50 Hz, 125 об/мин, для привода от водяной турбины с вертикальным валом. Фирма Бергман.

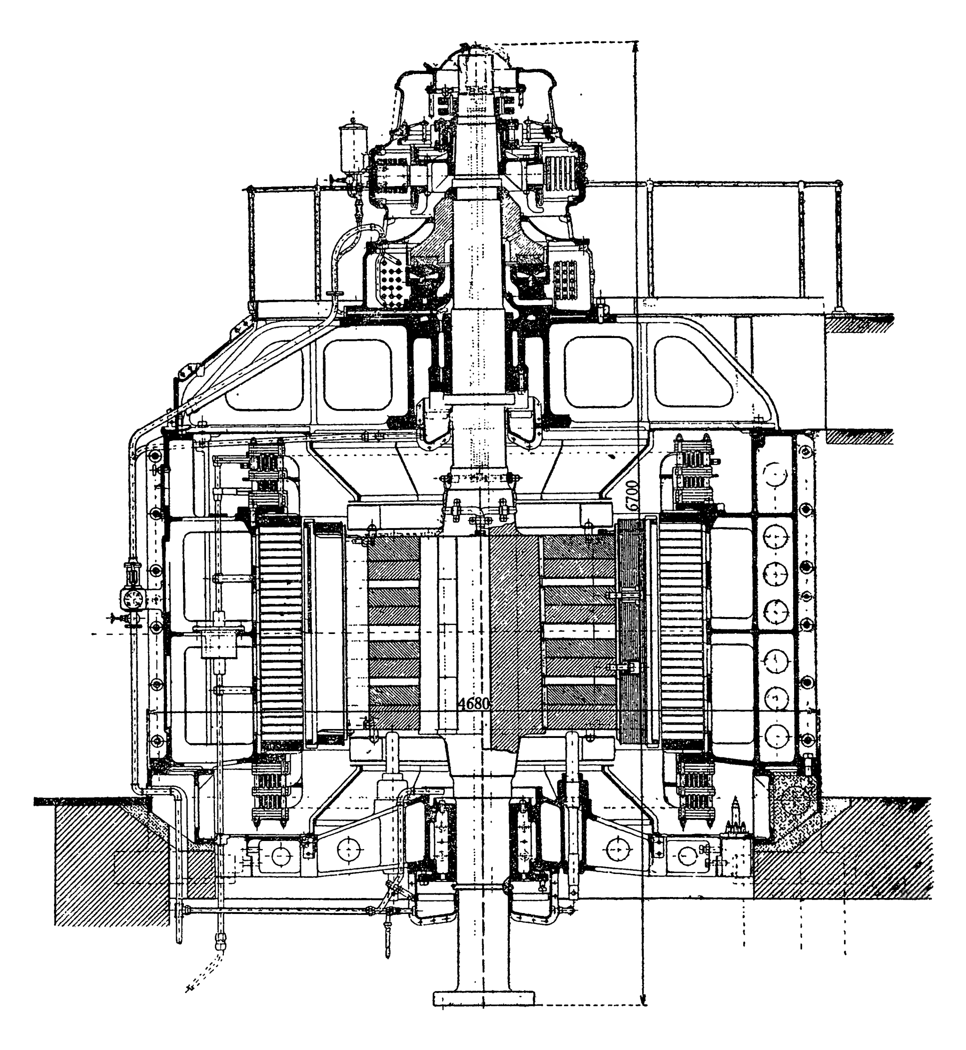
риала, но это ввиду его дороговизны не практикуется [P 13]. Для уничтожения вихревых токов рекомендуется, далее, располагать листы ступенчатым образом (фиг. 370a или b), так, чтобы воздушный промежуток расширялся по направлению к торцам.



Фиг. 370 a и b. Увеличение воздушного промежутка по направлению к торцовой поверхности.

Болты нажимных плит должны по возможности находиться вне листов (фиг. 364), чтобы через болты не создавались короткозамкнутые контуры, охватывающие часть якорного потока. Если же болты проходят сквозь пакеты, то они должны быть тщательно изолированы от листов и нажимных плит. Иногда стяжные болты пропуска-

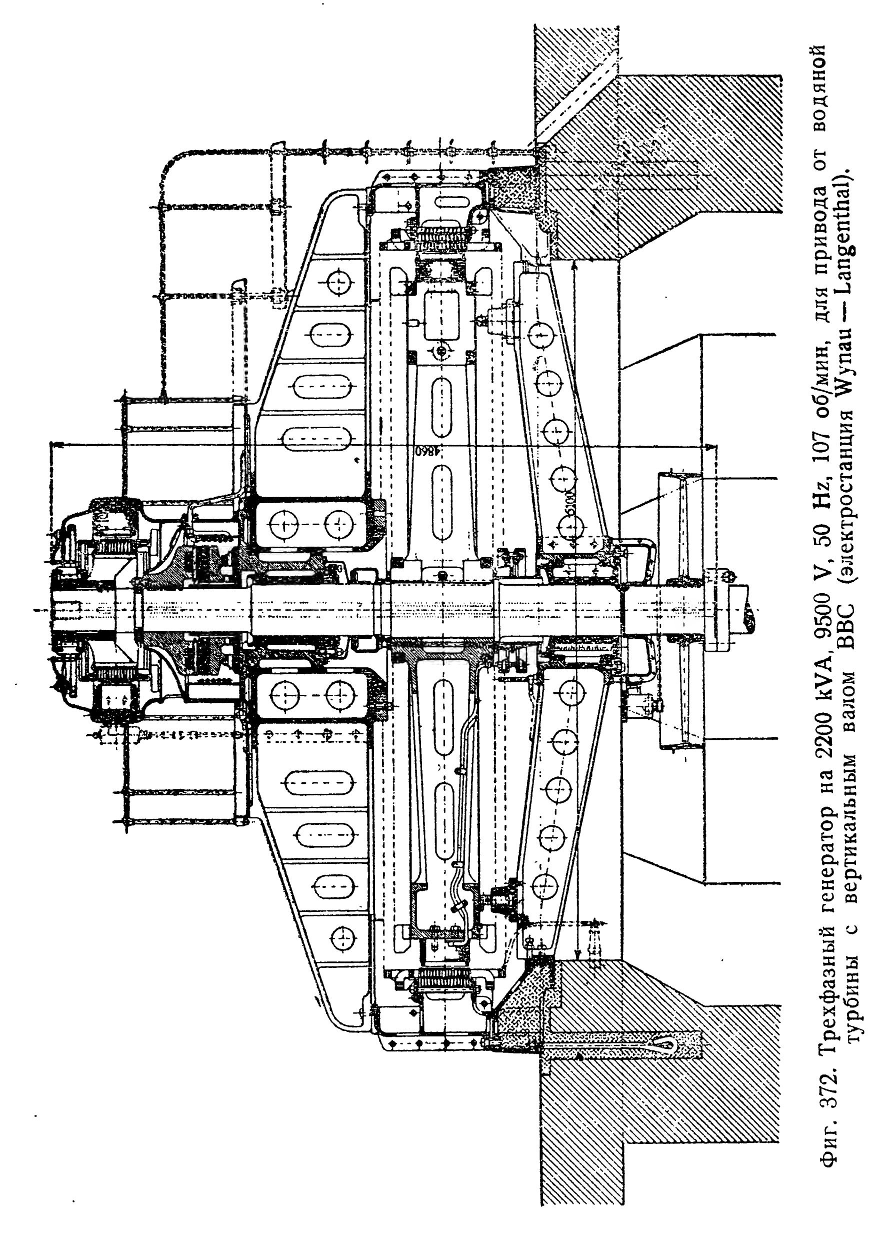
ются сквозь отверстия у наружного края листов; если при этих условиях болты не окружены со всех сторон листовым железом (фиг. 373a), то их можно оставить неизолированными и одновременно использовать в качестве пригоночных болтов при набирании якоря из листовых сег-



Фиг. 371. Трехфазный генератор на 16 500 kVA, 8800 V, 50 Hz, 500 об/мин, для привода от водяной турбины с вертикальным валом. BBC (электростанция Wäggital).

ментов. Однако в этом случае сегменты нужно центрировать на ребрах станины (фиг. 373a). Очень часто листовые сегменты удерживаются шпонками трапецоидального сечения (фиг. 366 и 367), привинчиваемыми к ребрам корпуса изнутри перед вставлением листов (фиг. 373b). Еще лучше, но гораздо дороже привинчивание таких шпонок снаружи

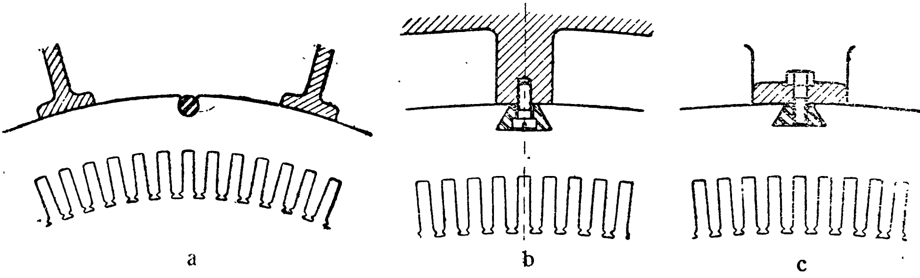
(фиг. 373с). Тогда шпонки при вставлении листов ослабляют и только после монтажа подтягивают крепко к ребрам.



Фиг. 372. Трехфазный генератор на 2200 kVA, 9500 V, 50 Hz, 107 об/мин, для привода от водяной турбины с вертикальным валом BBC (электростанция Wynau — Langenthal).

Корпус синхронной машины изготовляется обычно из чугуна, реже из литой стали. В последнее время начали также изготовлять корпуса из вальцованной литой стали и стальных листов посредством сварки, что значительно сокращает вес [Л 184] [Р 14]. Турбогенераторы часто

снабжаются ребристыми корпусами с наружною опалубкою из листового железа. Защитные крышки на торцовых стенках корпуса часто изготовляются из немагнитного металла для уменьшения добавочных потерь, обусловленных лобовыми полями рассеяния (см. фиг. 72). Корпусы у небольших машин в большинстве случаев имеют форму боченка с ребрами (фиг. 365), на которых центрованы листы. У машин с якорями, набранными из отдельных сегментов, корпус имеет форму ящика (фиг. 366—369), благодаря чему момент инерции сечения корпуса по отношению к прогибу становится больше. У горизонтальных машин



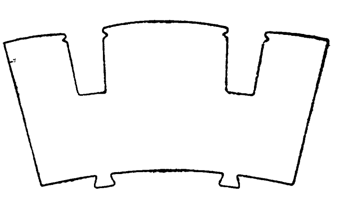
Фиг. 373а. Закрепление листов посредством неизолированных нажимных болтов.

Фиг. 373 b и c. Закрепление листов посредством клиньев в форме ласточкиных хвостов.

большого диаметра нижняя часть корпуса снабжается особыми подпорками (фиг. 366—368) в предотвращение прогиба. Часто лапы делаются съемными на винтах, чтобы можно было для ремонта корпус выкатить из углубления (фиг. 367). Крупные корпусы делаются составными из нескольких частей (фиг. 368), скрепленных болтами и шпонками.

b. Ротор машины с явно выраженными полюсами. Полюсное колесо у машин с явно выраженными полюсами (см. напр. фиг. 366) состоит из ярма (обода), несущей его ступицы со спицами и полюсов с полюсными наконечниками. Иногда спицы отсутствуют (фиг. 365 и 371), причем ярмо, полюсные сердечники и полюсные наконечники могут быть сделаны из одного куска.

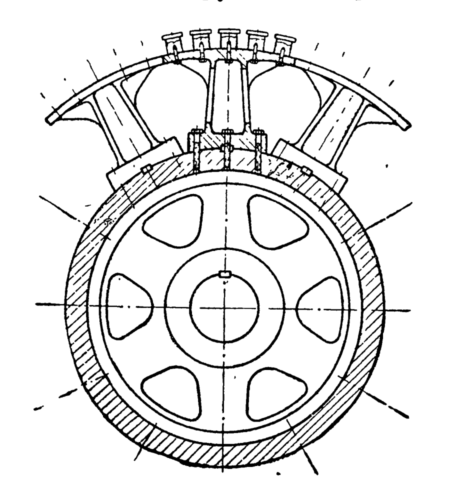
У небольших машин ярмо и полюсы с их наконечниками выштамповываются в железных листах и полюсы вставляются в ярмо ласточкиными хвостами (фиг. 365). Фирма Вестингауз [Л 171] набирает ярмо и полюсы у крупных машин из отдельных листовых сегментов, укрепляемых на ободе колеса ласточкиными хвостами (фиг. 374).



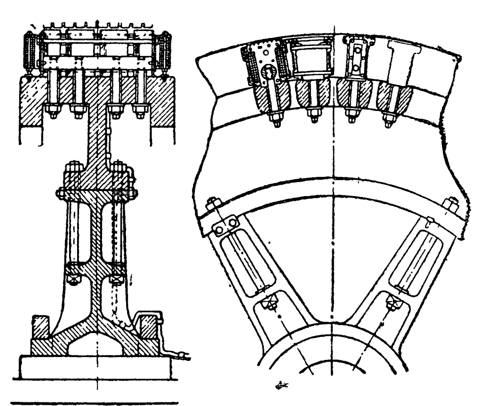
Фиг. 374. Листовой сегмент для полюсов и обода. Вестингауз.

Для быстроходных машин полюсное колесо часто изготовляется без спиц: ярмо, сделанное из откованных стальных сименс-мартеновских плит, насаживается в горячем состоянии непосредственно на вал (фиг. 371). У тихоходных машин почти всегда есть колесо со спицами (фиг. 368, 369, 372), состоящее обычно из двух или четырех частей. Отдельные части скреплены болтами (фиг. 368, 369), клиньями, или насаженными в горячем состоянии кольцами (фиг. 372). При очень больших диамет-

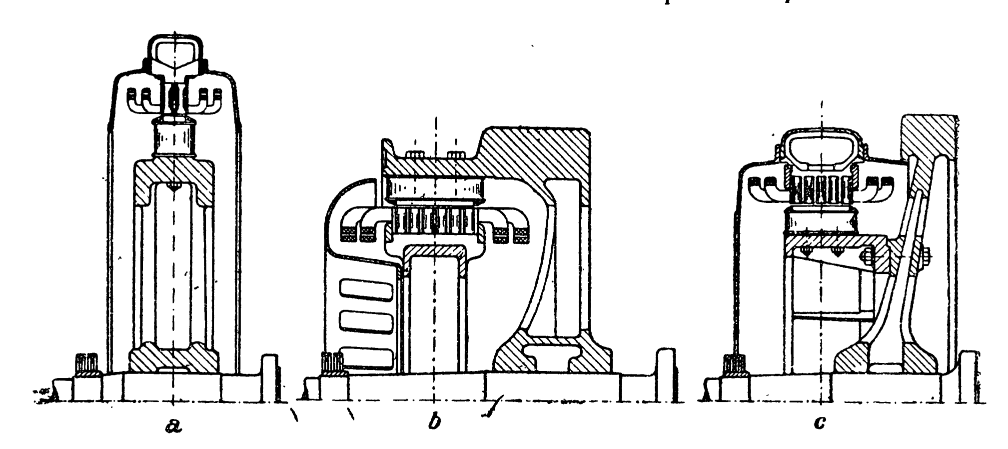
рах полюсное колесо иногда состоит из внутреннего цельного колеса меньшего диаметра и привинченных к нему многочисленных спиц, на которых сидят полюса (фиг. 375, [Л 180]). При больших диаметрах и больших окружных скоростях и маховых моментах колесо со спи-



Фиг. 375. Полюсное колесо при очень больших диаметрах.



Фиг. 376. Полюсное колесо при больших диаметрах и больших окружных скоростях. Бергман.

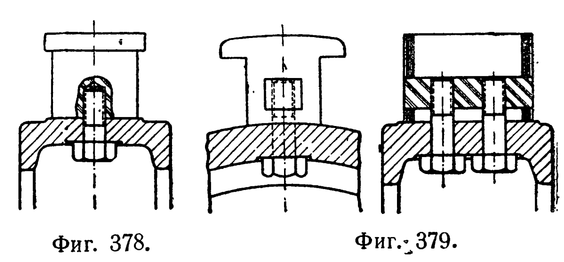


Фиг. 377 a — c. Различные конструкции генераторов маховичного типа при одинаковой мощности, одинаковом числе оборотов и одинаковом маховом моменте. a) и c) машины с внутренними полюсами, b) машина с внешними полюсами.

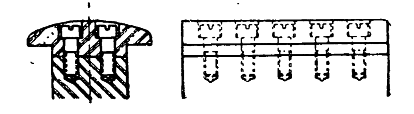
цами должно быть исполнено особым образом (фиг. 376 [Л 182]), причем болты, которыми скреплены спицы и обод, должны быть как можно длиннее, чтобы получилось достаточно упругое соединение. Колесо со спицами в большинстве случаев закрепляется на валу при помощи особых, насаженных в горячем состоянии, колец (фиг. 368, 369 и 372). Полюсные колеса для генераторов, приводимых от поршневых

машин, снабжены с одной стороны зубчатым венцом, чтобы можно было поворачивать их с помощью храпового механизма (фиг. 368). Для уменьшения шума, вызываемого вращением спиц полюсного колеса, отверстия между ними иногда прикрывают листами (фиг. 366).

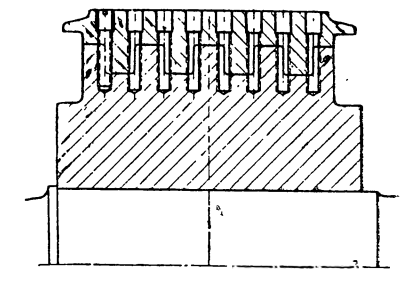
Массы, необходимые для **маховогo момента**, сосредоточены обычно на ободе колеса или в особом маховике. Чтобы маховые массы уместились на ободе (фиг. 377a), диаметр его при очень больших маховых моментах должен быть велик; машины тогда получаются дорогими и занимают много места, особенно когда они тихоходны. Чтобы в этих случаях диаметр якоря был не слишком велик, в прежнее время строили машины с внешними полюсами, вращающимися вокруг неподвижного якоря (фиг. 377b). В настоящее время предпочитают строить обыкновенную машину с внутренними полюсами, а маховые массы помещать на отдельном маховике. Чтобы предотвратить крутильные колебания вала и сократить строительную длину машины, маховик помещают непосредственно около полюсного обода: обод привинчен или прилит к маховику, диаметр которого приблизительно равен наружному диаметру корпуса. На фиг. 377a—c представлены в одинаковом масштабе три конструктивных формы машины при одних и тех же мощностях, числах оборотов и маховых моментах, по данным фирмы Саксенверк [Л 179].



Фиг. 378. Фиг. 379.
Закрепление полюсов на ободе при небольшой окружной скорости.



Фиг. 380. Закрепление полюсных наконечников при умеренной окружной скорости.

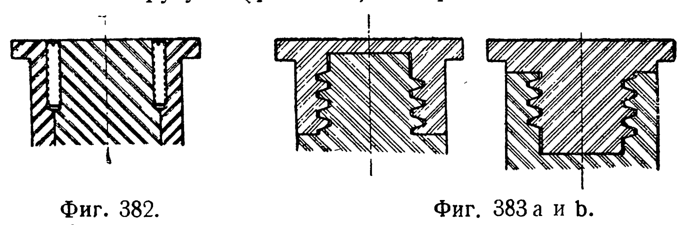


Фиг. 381. Закрепление полюсных наконечников при довольно большой окружной скорости. AEG.

В большинстве случаев полюсные колеса изготовляются из литой стали. У быстроходных машин для полюсного обода применяется сименс-мартеновская сталь. В последнее время полюсные колеса начали изготовлять также из вальцованной литой стали посредством сварки [Л 184]. Чугун применяется только в редких случаях для увеличения махового момента.

Весьма разнообразны способы прикрепления полюсов к ободу. При небольших механических воздействиях, головки винтов, которыми полюса привинчены к ободу, расположены с внутренней стороны обода (фиг. 378, 368 и 372). Если полюса набраны из листов, то в пакет

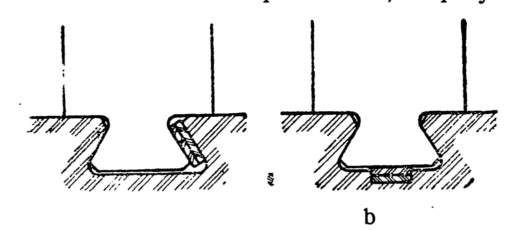
полюса вставляется массивная шпонка (из литой стали, фиг. 379, 376). Иногда полюсный сердечник или часть его изготовляются вместе с ободом из одного куска, а полюсный наконечник или остальная часть полюсного сердечника вместе с полюсным наконечником привинчивается отдельно (фиг. 380). При большой окружной скорости обе части вставляются одна в другую (фиг. 381) и скрепляются в стыках винтами



Фиг. 382. Фиг. 383 а и b.

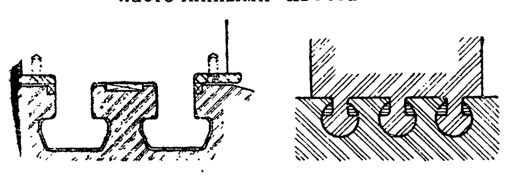
Закрепление круглых полюсов при большой окружной скорости.

подвергающимися преимущественно усилию на срез. При круглых полюсах можно также надвинуть втулку на полюсный сердечник, составляющий одно целое с телом обода, и закрепить ее потайными винтами, подвергающимися усилию на срез (фиг. 382). При круглых полюсах применимы также соединения: представленные на фиг. 383 а и b: здесь концы полюсных сердечников, образующие одно целое с ярмом, снабжаются наружною или внутреннею резьбою и на них навинчивается верхняя часть полюса.



Фиг. 384 а и b. Закрепление полюсов ласточкиными хвостами.

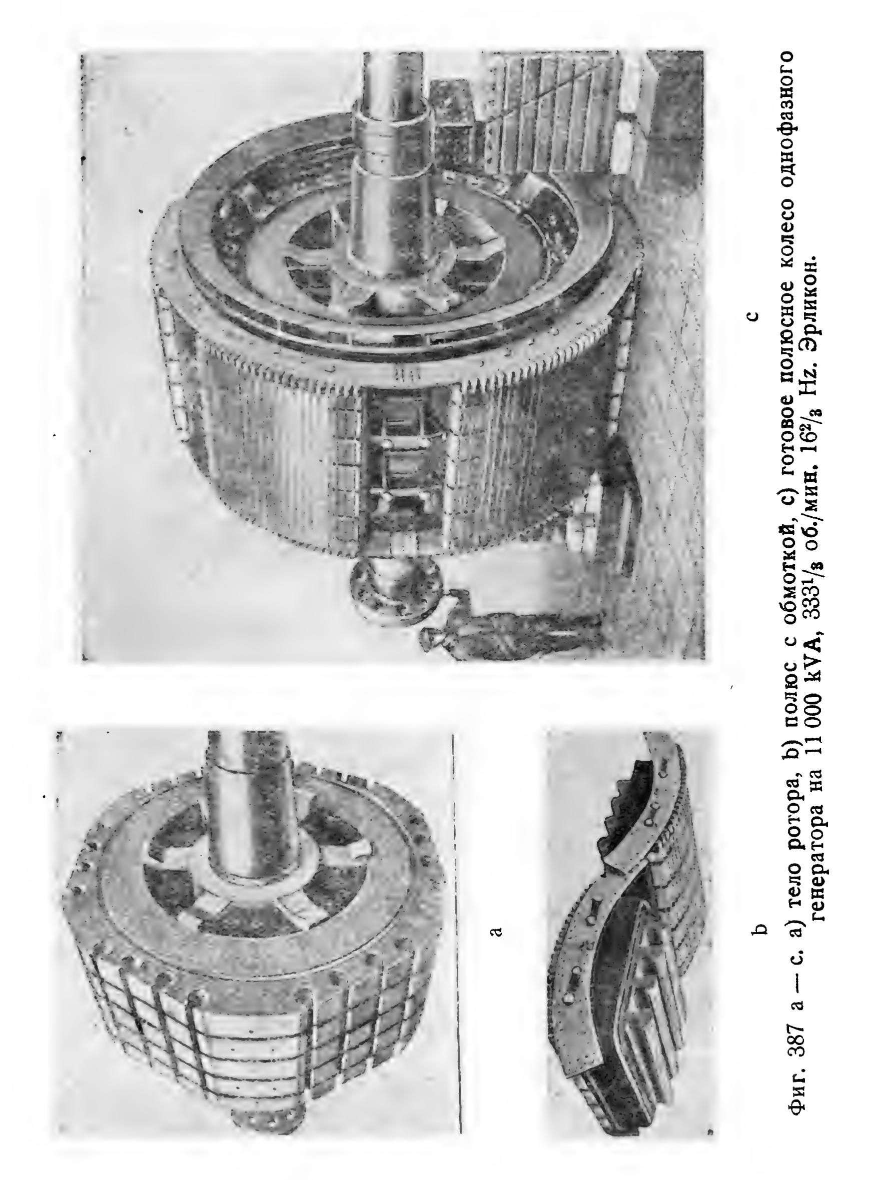
Наиболее распространенный способ прикрепления полюсов к телу обода заключается в применении замков в виде ласточкиных хвостов или шипов и плоских шпонок, помещаемых либо сбоку (фиг. 384а), либо снизу (фиг. 384b). Первая конструкция имеет то преимущество, что полюс хорошо прилегает к телу обода, но сечение ласточкина хвоста ослаблено шпонками. В этом отношении выгоднее вторая конструкция, при которой ласточкины хвосты подвергаются только действию центробежной силы, между тем как в первом случае воздействие определяется суммою центробежной силы и силы натяга. При очень тяжелых полюсах и больших окружных скоростях (у машин для $16^{2}/_{3}$Hz) устраивается несколько замков, обычно в форме так называемых молотков (фиг. 385), причем фирма Эрликон предпочитает форму, показанную на фиг. 386. На фиг. 387а — с представлены тело ротора, полюс с обмоткой и готовое полюсное колесо однофазного генератора для 11000 kVA, $333^{1}/_{3}$ об/мин и $16^{2}/_{3}$ Hz.



Фиг. 385. Фиг. 386.

Закрепление полюсов при очень большом весе их и очень большой окружной скорости.

Полюсный сердечник имеет либо четырехугольную (фиг. 388a), либо овальную (фиг. 388b), либо круглую форму (фиг. 388c). Если полюс набран из листов, то практически применима только прямоугольная форма. Овальное сечение состоит обычно из двух полуокружностей

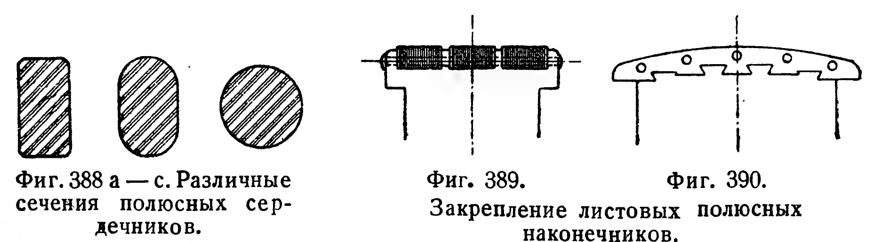


Фиг. 387 a — c. a) тело ротора, b) полюс с обмоткой, c) готовое полюсное колесо однофазного генератора на 11 000 kVA, $333^1/_3$ об./мин. $16^2/_3$ Hz. Эрликон.

и прямоугольника. Массивные полюса изготовляются обычно из литой стали, а в случае скрепления их с ободом замками, особенно при прямоугольной форме полюсного сердечника, они отковываются из сименс-мартеновской стали. Если обод сделан из чугуна, то не рекомендуется

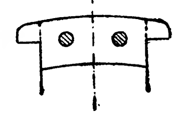
укреплять полюсный сердечник непосредственно на ярме, а увеличить переходное сечение от полюса к ярму толстою плитою из литого железа.

У машин с открытыми впадинами, а также, как правило, в тех случаях, когда в полюсные наконечники укладывается демпферная обмотка,



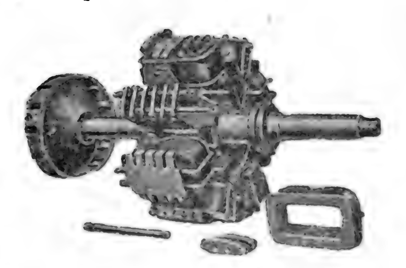
Фиг. 388 а — с. Различные сечения полюсных сердечников.

Фиг. 389. Фиг. 390. Закрепление листовых полюсных наконечников.



Фиг. 391. Закрепление листовых полюсных наконечников.

полюсные наконечники набираются из листов. Эти листы при небольших механических напряжениях удерживаются заклепками в широких пазах массивного полюса (фиг. 389). При больших механических напряжениях их укрепляют в массивном полюсе (фиг. 390) с помощью нескольких замков в виде ласточкина хвоста или же отдельные пакеты полюсного наконечника вставляют в полюсный сердечник как показано на фиг. 391 и 392. Для уничтожения высших гармоник ЭДС, обусловленных наличием впадин, при целом числе впадин на полюс и фазу, полюсные наконечники устанавливают по отношению к впадинам косо или ступенчато [Л 20, § 46В].



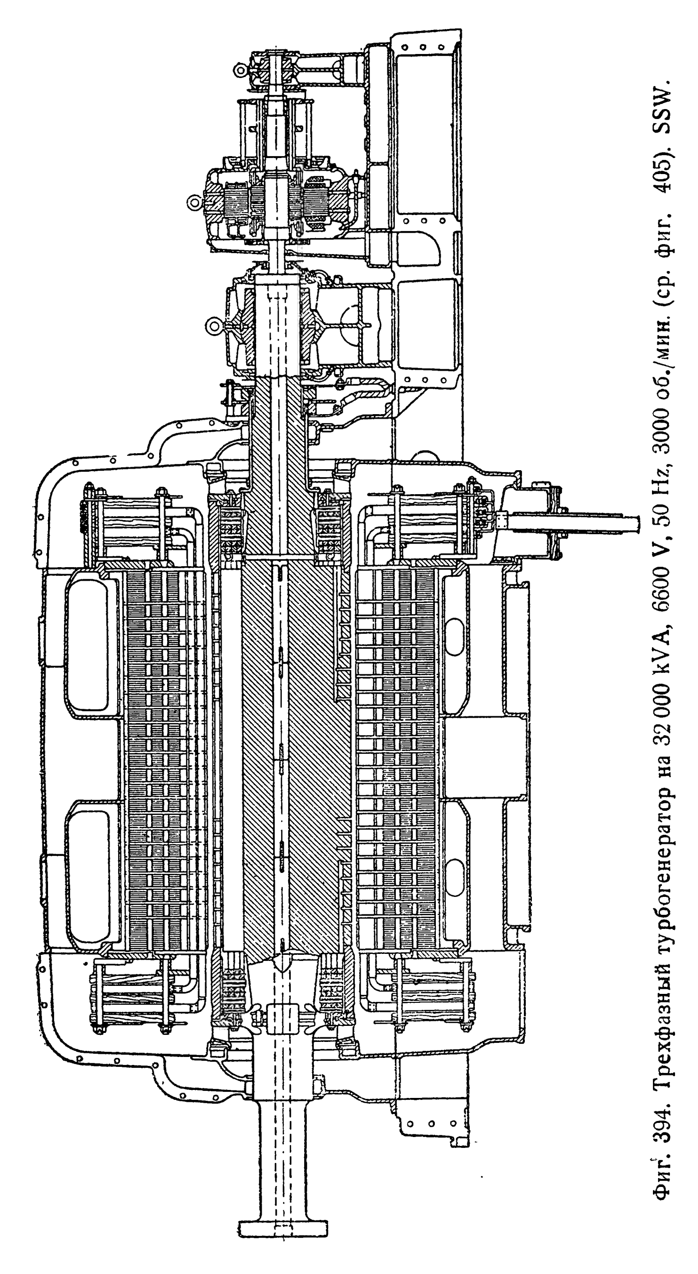
Фиг. 392. Закрепление листовых полюсных наконечников. Эрликон.



Фиг. 393. Разъемная втулка с разъемными контактными кольцами.

У роторов с большой окружной скоростью при больших длинах якоря устраивают распорки между катушками обмотки возбуждения, предотвращающие изгибание обмотки под действием центробежной силы (фиг. 387с). Данные относительно конструирования обмотки будут приведены в §§ 8а — f.

Контактные кольца для подвода постоянного тока изготовляются из кованой стали, литой стали, твердой меди или твердой бронзы. В боль-

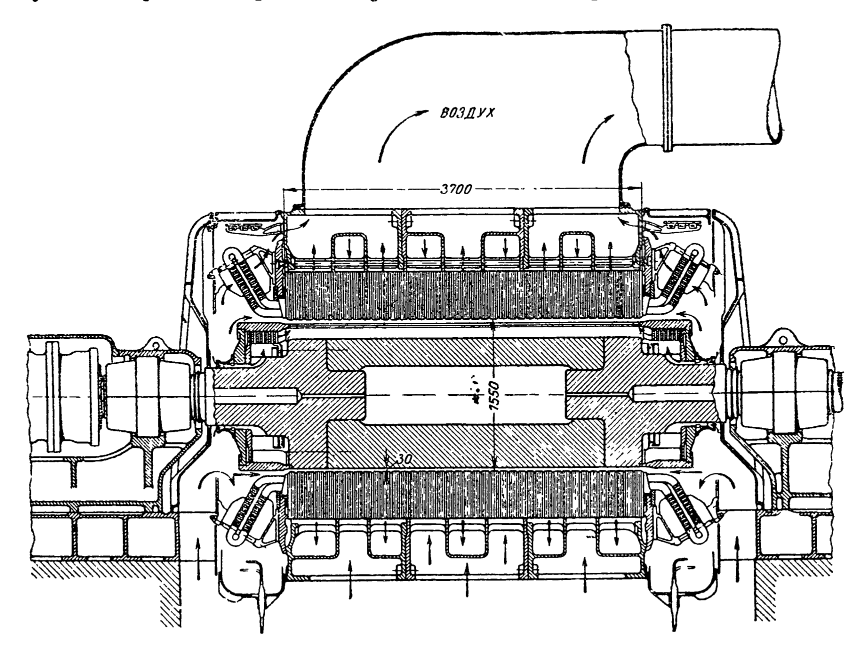


Фиг. 394. Трехфазный турбогенератор на 32 000 kVA, 6600 V, 50 Hz, 3000 об./мин. (ср. фиг. 405). SSW.

шинстве случаев они укреплены на выступах особой ступицы и изолированы от них (фиг. 393). У больших машин эта ступица и контактные кольца состоят из двух частей для возможности легкой замены (фиг. 393).

Неразъемные контактные кольца иногда насаживают также непосредственно на вал или на общую втулку, причем устраивается прокладка из миканита. Для подвода тока применяются металлоугольные щетки, укрепленные на подшипнике или на другой части машины (см. фиг. 368, 369, 371 и 372).

c. Ротор турбогенераторов. О различных формах выполнения ротора мы уже говорили подробно в § C1a. Здесь мы приведем еще несколько



Фиг. 395. Трехфазный турбогенератор на 88 000 kVA, 18 800 V, 60 Hz, 1800 об./мин. (ср. фиг. 362). BBC (Электростанция Hell Gate, Нью-Иорк).

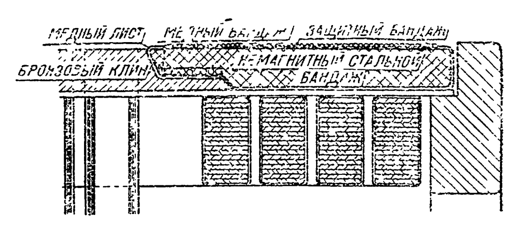
дополнительных сведений относительно тела ротора, обмоточных крышек (капп) и бандажей.

У двухполюсных машин ротор отковывается вместе с валом и цапфами из одного куска (фиг. 394) сименс-мартеновской стали. Американская практика предпочитает изготовлять концы вала отдельно (фиг. 395). Как мы видели в § C 1 a, в конструкции AEG, зубцы вставляются дополнительно. В недавнее время начали просверливать вал перед обработкою (фиг. 394), чтобы проверять, отсутствуют ли дефекты материала внутри ротора [Л161]. Многополюсные роторы составляются из насаженных на вал в горячем состоянии цельных вальцованных плит из сименс-мартеновской стали. Для уменьшения поверхностных потерь ротора и улучшения теплоотдачи, в этих плитах протачиваются многочисленные желобки шириной и глубиной в несколько миллиметров [Л36].

Ротор вентилируется обычно посредством аксиальных каналов в зубцах или между обмоткою и зубцами или валом, причем охлаждающий воздух отчасти может проходить в воздушный промежуток радиально (см. фиг. 394). Иногда от вентиляции внутри ротора отказываются и

ограничиваются нагнетанием охлаждающего воздуха извне через часть вентиляционных каналов статора в воздушный промежуток, откуда он снова уходит наружу через остальные вентиляционные статорные каналы (фиг. 395).

Особое внимание должно быть посвящено защите головок обмотки от центробежной силы. При этом надо принимать в расчет не только механическое воздействие (по § 27 „Правил и норм“ роторы генераторов должны вообще выдерживать испытание на разнос с 1,20-кратным, а роторы генераторов для гидравлических турбин — с 1,80-кратным номинальным числом оборотов), но и добавочные, вызываемые лобовым полем потери на вихревые токи в роторных крышках или бандажах. Успешнее всего можно уменьшить эти потери, если крышки или бандажи, служащие для укрепления головок обмотки, изготовить из немагнитного металла. При допускаемых в настоящее время скоростях таким металлом может быть только немагнитная (никелевая) сталь.



Фиг. 396. Конструкция бандажей с демпферной обмоткой. AEG.

Крышки из немагнитной стали очень дороги. Поэтому в большинстве случаев из немагнитного металла изготовляют не всю крышку, а только промежуточное кольцо (фиг. 71 и 89). Уширение воздушного промежутка вблизи торцовой стенки, согласно фиг. 370, понижает напряженность входящего в крышку лобового поля, а следовательно уменьшает и потери.

Проволочные бандажи имеют по сравнению с крышками то преимущество, что выдерживают бо̀льшие усилия, но они чувствительнее к сильному нагреву от вихревых токов при односторонней нагрузке или к образованию вольтовых дуг при разрядах в якорной обмотке. AEG изготовляет в настоящее время бандажи из немагнитной стальной проволоки согласно фиг. 396. Выступающие из впадин бронзовые клинья, образующие в то же время стержни демпферной обмотки, прикрывают подкладкой из листовой меди и сперва насаживают на них медный бандаж, служащий короткозамыкающим кольцом для демпферных стержней, а затем надевают главный бандаж из тонкой немагнитной стальной проволоки, надежно соединенный электрически с медным листом и благодаря этому участвующий в пропускании успокоительных токов. Для защиты изготовленного из тонкой проволоки главного бандажа от повреждений извне, например от вольтовых дуг, его покрывают защитным слоем из толстой проволоки (диаметром около 3 mm [Л164]).

Контактные кольца у турбогенераторов в большинстве случаев изготовляются из стали, иногда и из твердой меди; они насаживаются в горячем состоянии на вал или на особую стальную втулку поверх толстой миканитовой прокладки. С каждой стороны вала помещают обычно по одному контактному кольцу.

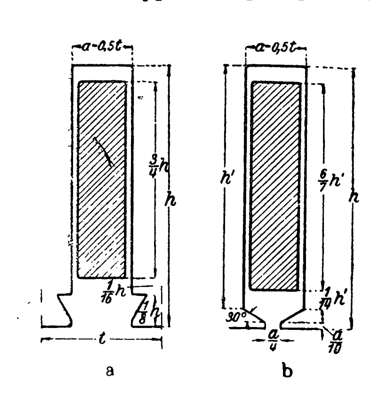
Подводящие ток провода наглухо припаяны к контактным кольцам и проложены в желобках вала. Для снятия тока служат металло-

угольные щетки, размещенные на болтах, укрепленных обычно на подшипнике.

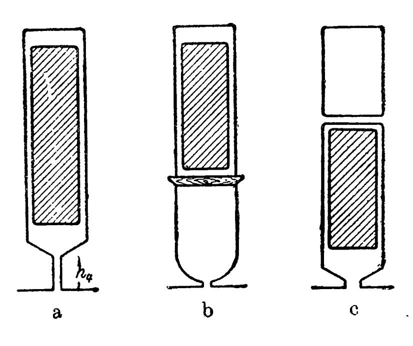
Относительно выполнения обмотки см. § 8.

5. Впадины якоря.

а. Форма впадин. У машин с явно выраженными полюсами впадины обычно совершенно открыты, чтобы можно было уложить в них готовые и изолированные катушки. Машины небольшой мощности и с небольшим числом полюсов ($p = 2$) иногда строятся также с полузакрытыми впадинами. У турбогенераторов предпочтение отдается в большинстве слу-



Фиг. 397. a и b. Размеры впадин, отнесенные к h и t.



Фиг. 398 a — c. Формы впадин для особых случаев: a) и b) для увеличения рассеяния впадин, b) и c) с осевыми вентиляционными каналами.

чаев полузакрытым впадинам, так как при открытых поверхностные потери и потери от пульсации поля в зубцах, а также обусловленные зубцами высшие гармоники в кривой напряжения были бы слишком велики. Открытые впадины у турбогенераторов применяются при небольших мощностях и высоких напряжениях. Боковые стенки впадины всегда параллельны. Для общей ориентировки могут служить показанные на фиг. 397a и b, отнесенные к h и t размеры впадин, положенные в основу вычисления коэфициента ζ в § 3a.

Значительные отклонения от этих форм впадин встречаются преимущественно у турбогенераторов, когда приходится искусственно увеличивать индуктивность рассеяния, считаясь с ударным током короткого замыкания, или когда для вентиляции якорной обмотки устраиваются во впадинах аксиальные каналы. На фиг. 398a — c даны примеры для таких форм впадин. На фиг. 398a увеличена высота прореза h_4, на фиг. 398b вентиляционный канал устроен у отверстия впадины, а на фиг. 398c — на дне ее. При показанной на фиг. 398a и b форме увеличивается индуктивность рассеяния впадин, а выполнение согласно b и c дает возможность применить аксиальную вентиляцию в непосредственной близости к обмотке. Формы впадин согласно фиг. 398a и b имеют еще то преимущество, что вследствие большего расстояния между якорной обмоткой и ротором можно надежнее вставлять и вынимать

ротор у длинных турбогенераторов. При выполнении согласно фиг. 398b обмотка отделена от вентиляционного канала клином из изолирующего материала (фибры или дерева); на фиг. 398c ее отделяет от канала узкий железный мостик, который, однако, можно так же заменить, как и на фиг. 398b, клином из изолирующего материала, вдвигаемым после того, как обмотка вложена во впадины.

Изменение формы впадин с целью увеличения рассеяния имеет, как мы видели в § E 2 d, тот недостаток, что поток рассеяния впадины при внезапном коротком замыкании создает очень сильную магнитную нагруженность зубцов, так что увеличение индуктивности вскоре наталкивается на известный предел. Поэтому для уменьшения ударного тока короткого замыкания представляется более целесообразным увеличивать индуктивность рассеяния лобовых соединений, устраивая эти соединения с большею средней длиною витка. Еще более эффективное средство — увеличение диаметра расточки, если только оно еще допустимо, ибо при одном и том же окружном усилии и одной и той же индукции в воздушном промежутке, вместе с диаметром возрастает не только средняя длина лобовых соединений, но и число витков, а по мере увеличения числа витков индуктивность рассеяния лобовых соединений растет в квадрате.

b. Число впадин. Отнесенное к одному полюсу число впадин зависит главным образом от полюсного деления и напряжения. Чем меньше полюсное деление и чем выше напряжение на зажимах, тем меньше должно быть число впадин, с точки зрения затраты пространства на изоляцию впадин. Для того чтобы у машин с явно выраженными полюсами при относительно небольшом полюсном делении и высоком напряжении получить еще хорошую кривую напряжения, приходится применять обмотки с дробным числом впадин на полюс и фазу (см. [Л20] §§ 29 и 30). Так как здесь, особенно при нечетном числе пар полюсов, могут оказаться подходящими обмотки с дробным числом впадин на полюс и фазу и с несколькими необмотанными впадинами, то мы приводим ниже отношение

$$Q = \frac{N}{2pm}, \tag{558}$$

которое при тех обмотках с целым и дробным числом впадин на полюс и фазу, при которых обмотаны все впадины, равно числу обмотанных впадин q, приходящемуся на полюс и фазу. Величина Q обычно находится в следующих пределах:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{при трехфазных машинах с явно выраженными полюсами} & \\ & 1{,}5 \leqslant Q \leqslant 5, \\ \text{при трехфазных турбогенераторах} \ldots\ldots & 5 \leqslant Q \leqslant 12. \end{array}\right\} \tag{559}$$

Зубцовое деление равно

$$\left.\begin{array}{ll} \text{у машин с явно выраженными полюсами} & 2{,}5\ \text{cm} \leqslant t \leqslant 6{,}5\ \text{cm}, \\ \text{у турбогенераторов} \ldots\ldots\ldots & 3\ \text{cm} \leqslant t \leqslant 7\ \text{cm}. \end{array}\right\} \tag{560}$$

Как мы видели в § B 7, при сплошной поверхности ротора отношение длины воздушного промежутка к зубцовому делению якоря должно

быть как можно меньше для того, чтобы понизить поверхностные потери в роторе.

Однофазные машины обычно снабжаются такими же впадинами, как и трехфазные машины 1,5-кратной мощности, но одна треть впадин остается необмотанной.

c. Ширина и глубина впадины. У синхронных машин якорь почти всегда образует внешнюю часть. Поэтому максимальная индукция в зубце возникает здесь не у его основания, как у машины постоянного тока, а в головке, если при открытых впадинах пренебречь ослаблением зубца желобками для клиньев, а при полузакрытых впадинах — уширением зубца, обусловленным его формой (см. фиг. 187a — f, том I). В то время как у машины постоянного тока мы могли, исходя из допустимой наибольшей кажущейся индукции в зубцах, определить ширину впадины лишь после того, как определилась ее глубина, у синхронной машины можно найти ширину впадины, не зная ее глубины. Согласно сказанному в § II G3 тома I, мы получаем для ширины впадины

$$a = \left[1 - \frac{l_i}{k_E l}\,\frac{B_L}{B_{Z0}'}\right] t, \tag{561}$$

где l_i означает теоретическую длину якоря, $k_E l$ — чистую длину якорного железа, B_L — индукцию в воздушном промежутке посредине полюса, B_{Z0}' — максимальную кажущуюся индукцию в зубце, которая возникла бы у расточки при совершенно открытой впадине, и t — зубцовое деление.

Для максимальной глубины впадины у синхронных машин имеют значение почти исключительно строительные и экономические соображения. Так как по мере углубления впадины зубец у основания расширяется, то глубина впадины имеет незначительное влияние на магнитное напряжение якорного зубца, а потери вследствие вытеснения тока можно всегда уменьшить путем соответственного подразделения и транспозиции проводников. Нормально глубина впадины находится приблизительно в следующих пределах:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{у машин с явно выраженными полюсами} & h = 3\ \ — 10\ \text{cm}, \\ \text{у турбогенераторов}\ \ldots\ldots\ldots & h = 4{,}5 — 16\ \text{cm}, \end{array}\right\} \tag{562}$$

причем меньшие значения относятся к небольшим, бóльшие — к большим машинам. Для отношения глубины впадины к ее ширине получаются при впадинах, не углубленных вентиляционными каналами (см. фиг. 397a и b), такие значения:

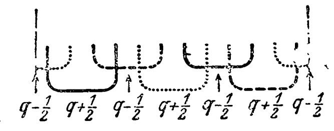
$$\left.\begin{array}{ll} \text{у машин с явно выраженными полюсами}\ \ldots & 3 \leqslant \frac{h}{a} \leqslant 4 \\ \text{у турбогенераторов}\ \ldots\ldots\ldots\ldots & 4 \leqslant \frac{h}{a} \leqslant 7 \end{array}\right\} \tag{563}$$

6. Якорная обмотка.

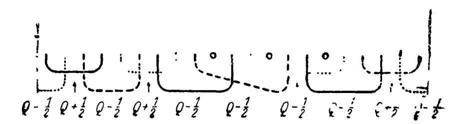
a. Машины с явно выраженными полюсами. У трехфазных машин с явно выраженными полюсами обмотки обычно выполняются в виде двухэтажных. Для машин большой мощности и при стержневых обмот-

ках применяются также обмотки с катушками одинаковой ширины, как у турбогенераторов.

В последние годы получили широкое распространение обмотки с дробным числом впадин на полюс и фазу (см. [Л 20], §§ 29—30), которые при небольшом числе впадин, приходящемся на полюс и фазу, дают кривые напряжения, незначительно отклоняющиеся от синусоиды. При этом заглушаются также обусловленные зубчатым строением якоря высшие гармоники, благодаря чему можно применять открытые впадины и не скашивать боковые стороны полюсного наконечника относительно боковых стенок зубца (см. [Л 20] § 46 В). Обмотки с дробным числом впадин на полюс и фазу, при которых обмотаны все впадины, могут



Фиг. 399. Лобовые соединения катушек у обмоток с дробным числом впадин на полюс и фазу, по таблице 23, при четном числе пар полюсов.



Фиг. 400. Лобовые соединения катушек шестиполюсных обмоток с дробным числом впадин на полюс и фазу и 3 необмотанными впадинами.

быть выполнены для любых чисел пар полюсов за исключением 3 и целых степеней 3. Обычно предпочтение отдается обмоткам, при которых дробное число впадин на полюс и фазу имеют знаменатель 2 ($q = 1^1/_2$, $2^1/_2$ и т. д.); для этого число пар полюсов должно быть четно. Малые и большие катушечные группы, получающиеся тогда при двухэтажной обмотке, имеют различные числа катушек, которые на фиг. 399 указаны под лобовыми соединениями. Число ветвей обмотки, которые можно, смотря по надобности, включить параллельно или последовательно, равно при этом $p/2$. Таблица 23 содержит обмоточные коэфициенты нечетных отдельных гармоник вплоть до волны одиннадцатого порядка; они меньше обмоточных коэфициентов обмотки с целым числом впадин на полюс и фазу, и по величине совпадали бы с ними только при бесконечно большом числе впадин.

При $p = 3$ и целых степенях 3 обмотка с дробным числом впадин на полюс и фазу, заполняющая все впадины, невыполнима. Тогда наи-

Таблица 23.

Обмоточные коэфициенты обмоток с дробным числом впадин на полюс и фазу при четном числе пар полюсов и при головках обмотки согласно фиг. 399.

N	q	ξ_1	ξ_3	ξ_5	ξ_7	ξ_9	ξ_{11}
18	$1^1/_2$	0,945	0,577	0,140	—0,061	0	0,0607
30	$2^1/_2$	0,951	0,615	0,173	—0,091	—0,146	—0,0445
42	$3^1/_2$	0,953	0,625	0,182	—0,124	—0,180	—0,0666
∞	∞	0,955	0,637	0,191	—0,136	—0,210	—0,0880

более часто встречающаяся обмотка с дробным числом впадин на полюс и фазу для $p = 3$ выполняется обычно с 3 необмотанными впадинами и катушечные группы располагаются согласно фиг. 400, где указаны также числа отдельных катушек в каждой группе. В таблице 24 приведены обмоточные коэфициенты вплоть до одиннадцатой гармоники для наиболее часто встречающихся чисел впадин Q на полюс и фазу.

При напряжениях на зажимах, превышающих 3000 V, около $10^0/_0$ начальных витков снабжаются усиленною изоляцией слоев, а у крупных машин — вдобавок усиленною изоляцией проводников, для предохранения обмотки от волн с крутым фронтом.

Таблица 24[1]

Обмоточные коэфициенты обмоток с дробным числом впадин на полюс и фазу при числе пар полюсов 3 и головках обмотки согласно фиг. 400.

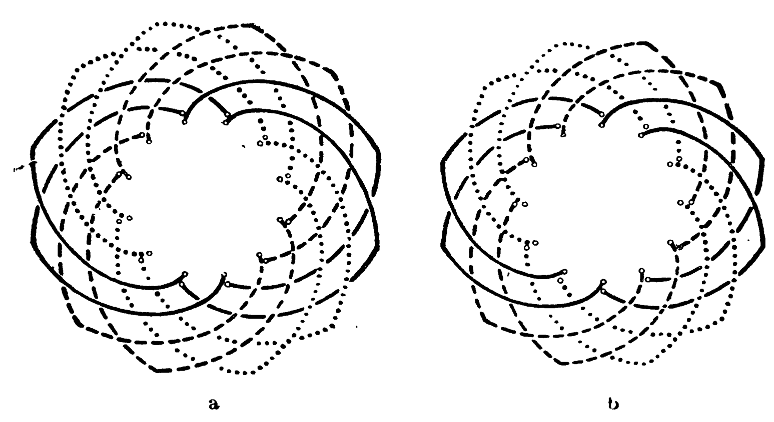
N	Q	ξ_1	ξ_3	ξ_5	ξ_7	ξ_9	ξ_{11}
27	$1^1/_2$	0,958	0,650	0,266	0,0400	0	—0,0400
45	$2^1/_2$	0,958	0,658	0,248	—0,0568	—0,1555	—0,1093
63	$3^1/_2$	0,955	0,657	0,235	—0,0866	—0,1872	—0,1123

b. Турбогенераторы. Якорные обмотки у турбогенераторов в настоящее время выполняются почти исключительно с катушками одинаковой ширины, причем обычно лобовые соединения расположены в двух плоскостях, перпендикулярных к валу машины (фиг. 394). Для уменьшения потерь на вихревые токи, происходящих в нажимных плитах, головки обмоток иногда отгибают от нажимных плит якоря и укладывают по поверхности конуса (фиг. 395). Эта конструкция особенно распространена в Америке. В Германии предпочитают размещать головки обмотки в плоскостях, параллельных к торцовой поверхности, и уничтожать потери на вихревые токи в нажимных плитах и защитных крышках обмотки путем изготовления их целиком или, по крайней мере, отчасти из немагнитных материалов.

За последние годы д в у с л о й н а я обмотка, применяемая в Америке почти для всех генераторов, приобрела сторонников и в Германии [P15]. При укороченном шаге (хордовых катушках) она имеет то преимущество, что ширина катушки может быть любым кратным числом зубцового деления, между тем как при однослойных обмотках она должна превосходить зубцовое деление непременно в четное число раз. Кроме того, кривая возбуждения поля при хордовых катушках более благоприятна для двуслойных, чем для однослойных обмоток, потому что перекрывающие друг друга стороны катушек, принадлежащие к различным фазам, при однослойной обмотке расположены рядом в отдель-

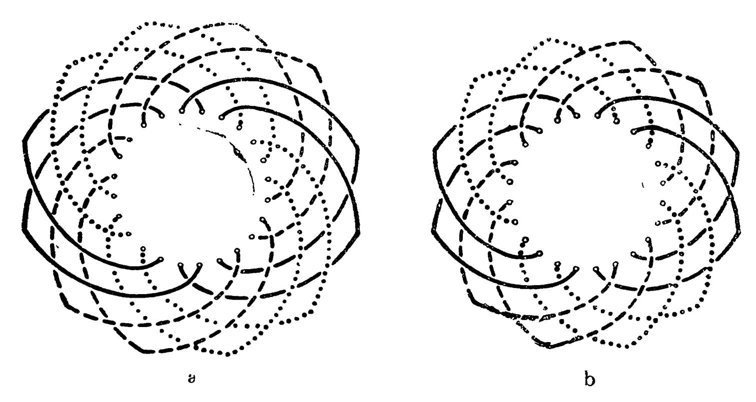
[1] Числовые значения в соответствующей таблице 13, стр. 242 „Якорных обмоток“ и в таблицах 16a — d в журнале A. f. E., том 8, стр. 263 — являются ошибочными.

ных впадинах, тогда как при двуслойной они уложены в одни и те же впадины (ср. фиг. 402b с фиг. 401b). По сравнению с однослойной обмоткой, имеющей только один проводник в каждой впадине при последовательном соединении всех проводников, двуслойная обмотка



Фиг. 401 a и b. Лобовые соединения двуслойных обмоток: a) диаметральные катушки, b) хордовые катушки $W/\tau = {}^5/_6$.

с двумя параллельными ветвями имеет еще то преимущество, что у нее сечение проводников вдвое меньше, а поэтому места спая между уложенными в пазы стержнями и лобовыми соединениями легче выполнить надежным образом, и тепловые потери на вихревые токи уменьшаются.

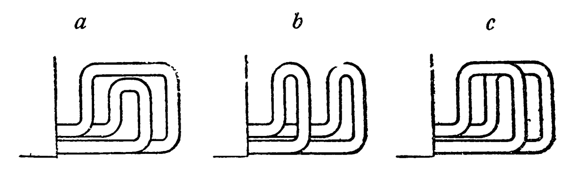


Фиг. 402 a и b. Лобовые соединения однослойных обмоток: a) $W/\tau = {}^{11}/_{12}$, b) $W/\tau = {}^9/_{12}$.

На фиг. 401a и b показано расположение лобовых соединений при трехфазной двуслойной обмотке с $q = 2$, причем a относится к диаметральной обмотке, b — к обмотке с укороченным шагом при $W/\tau = {}^5/_6$. При четном числе впадин q на полюс и фазу лобовые соединения двуслойной обмотки можно расположить также в четырех, а не в двух плоскостях, поместив лобовое соединение каждой следующей впадины на большем или меньшем расстоянии от торцовой поверхности, чем

лобовое соединение каждой предыдущей впадины (см. фиг. 403a — c). Радиальная высота головок обмотки при этом сокращается, а, следовательно, уменьшаются также добавочные потери в нажимных плитах и обмоточных крышках.

В тех более редких случаях, когда применяются однослойные обмотки, они имеют в большинстве случаев лобовые соединения такого же типа, как и двуслойные обмотки. Строго диаметральная обмотка при этом не выполнима. Шаг обмотки расходится с полюсным делением по меньшей мере на одно зубцовое деление. На фиг. 402 a и b пока-



Фиг. 403 a — c. Различные типы лобовых соединений, расположенных в четырех плоскостях.

зано расположение лобовых соединений, на a—для $W/\tau = {}^{11}/_{12}$ и на b — для $W/\tau = {}^{9}/_{12}$.

Требование, чтобы расстояние между соседними лобовыми соединениями вдоль одного лобового соединения оставалось одним и тем же, приводит к лобовым соединениям в форме эвольвенты. Такие обмотки называются поэтому также эвольвентными обмотками. Диаметр круга качения эвольвенты выражается через

$$d_r = \frac{N\delta}{\pi}, \qquad (564a)$$

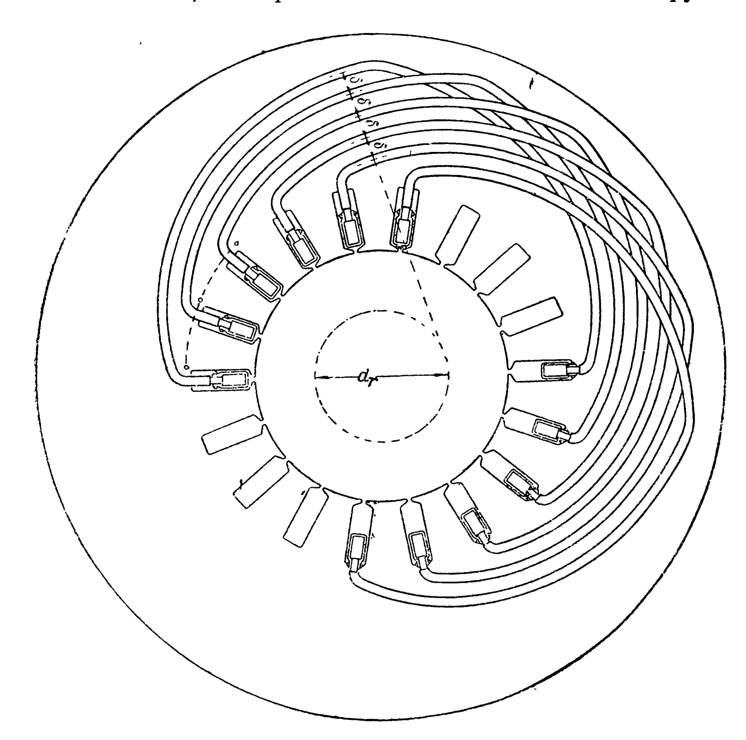
где N при двуслойных обмотках, лобовые соединения которых размещены в двух плоскостях, равно числу впадин якоря N_1, а при однослойных обмотках с лобовыми соединениями в двух плоскостях и двуслойных с лобовыми соединениями в четырех плоскостях равно половине числа якорных впадин $(N_1/2)$; δ означает расстояние между средними линиями соседних лобовых соединений в плоскости торца (фиг. 404a для двуслойной обмотки). Расстояние δ определяется шириною лобового соединения, его изоляцией и необходимым для вентиляции промежутком (шириною 8—16 mm). В тех местах, где проходят рядом лобовые соединения различных фаз, это расстояние обычно несколько увеличивают ввиду возникающего здесь более высокого напряжения (фиг. 404b и 405). Тогда в урав. (564a) нужно подставить для δ среднее расстояние между средними линиями сменных лобовых соединений.

$$\delta = \frac{(q-1)\ \delta_1 + \delta_2}{q}, \qquad (564b)$$

где q означает число впадин на полюс и фазу.

При стержневых обмотках лобовые соединения в большинстве случаев выполняются в форме вилок, выгнутых обычно из одного куска и привинченных и припаянных к концам стержней, выступающим из впадины. Сечение вилок прямоугольно, причем измеренная в направле-

нии вала сторона поперечного сечения прямоугольника доходит примерно до 60 mm, а для стороны прямоугольника, расположенной в плоскости торца, берут не больше 10 mm, считаясь с добавочными потерями. При бо́льших сечениях проводник должен быть подразделен или сделан из отдельных жил. У обмоток с несколькими проводниками во впадине и с открытыми впадинами катушки по середине лобовых соединений часто делят на две половины, прежде чем вложить половинки катушки во впадины, их приводят в готовый вид и изолируют. После

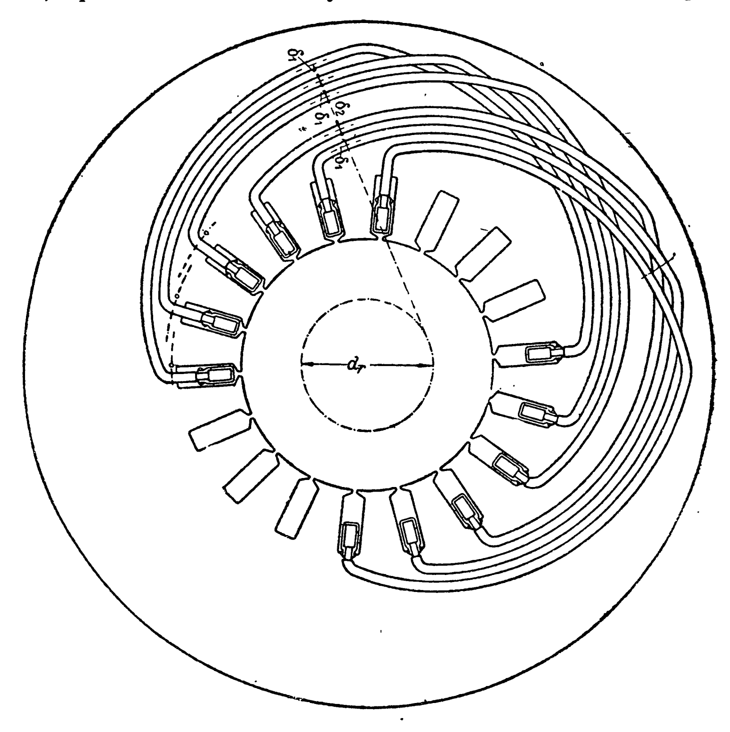


Фиг. 404 а. Эвольвентные соединения с равными расстояниями δ между лобовыми соединениями.

того, как они вложены во впадины, отдельные проводники, посредине лобового соединения, т. е. там, где они переходят из одной плоскости в другую, порознь соединяют друг с другом (фиг. 406, см. также [Л 20], фиг. 320 a, b и 321).

Эвольвентная обмотка весьма благоприятна с точки зрения вентиляции обмоточных головок. Вся поверхность лобовых соединений равномерно омывается охлаждающим воздухом, если только она не прикрыта крепежными частями. Превосходно также удается закрепить головки обмоток так, чтобы не происходило деформаций под воздействием механических сил, возникающих при коротком замыкании (см. фиг. 405 и 406). Чтобы по возможности умерить потери на вихревые токи в крепежных частях (нажимных плитах, болтах, накладках и т. д.), желательно изготовлять их из материалов с низкою электрической и магнит-

ной проводимостью. На фиг. 405—407 приведены фотографии лобовых соединений новейших турбогенераторов с их механическим креплением. На фиг. 405 показана двуслойная обмотка, на фиг. 406 и 407 показаны однослойные обмотки, причем на фиг. 406 обмотка имеет по два проводника в каждой впадине. Прямые части обмотки, выступающие из якоря, закрепляются гребенками из изолирующего материала (фиг. 407) или прокладками, привязанными к выступающим из впадин частям проводников

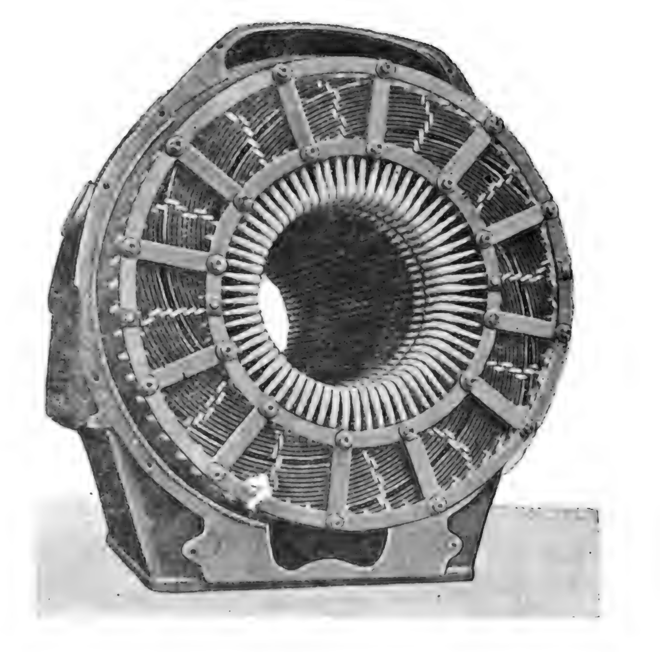


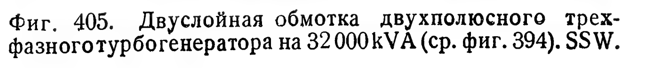
Фиг. 404 b. Эвольвентные соединения с увеличенным расстоянием между фазами обмотки: $q = 3$.

(фиг. 406). Лобовые соединения изолируются миканитовой лентой; изоляция отдельных витков рассчитывается обычно на полное напряжение на зажимах.

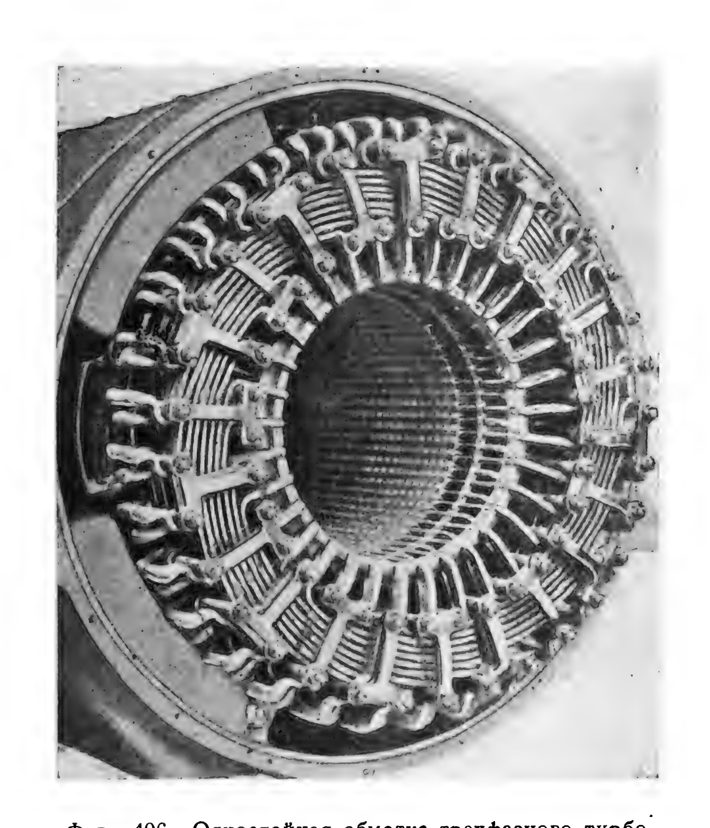
При обмотках с катушками одинаковой ширины можно также применять катушки с укороченным шагом, благодаря чему удается энергично заглушать в кривой возбуждения поля якорной обмотки высшие гармоники, являющиеся одною из главных причин значительных добавочных потерь у турбогенераторов, а также экономить металл и сокращать радиальную высоту обмоточных головок (ср. фиг. 401a с 401b). В таблице 25 приведены коэфициенты укорочения шага

$$\zeta_\nu = \sin \nu \frac{\pi}{2} \sin \nu \frac{W}{\tau} \frac{\pi}{2}, \qquad (565)$$





Фиг. 405. Двуслойная обмотка двухполюсного трехфазного турбогенератора на 32 000 kVA (ср. фиг. 394). SSW.



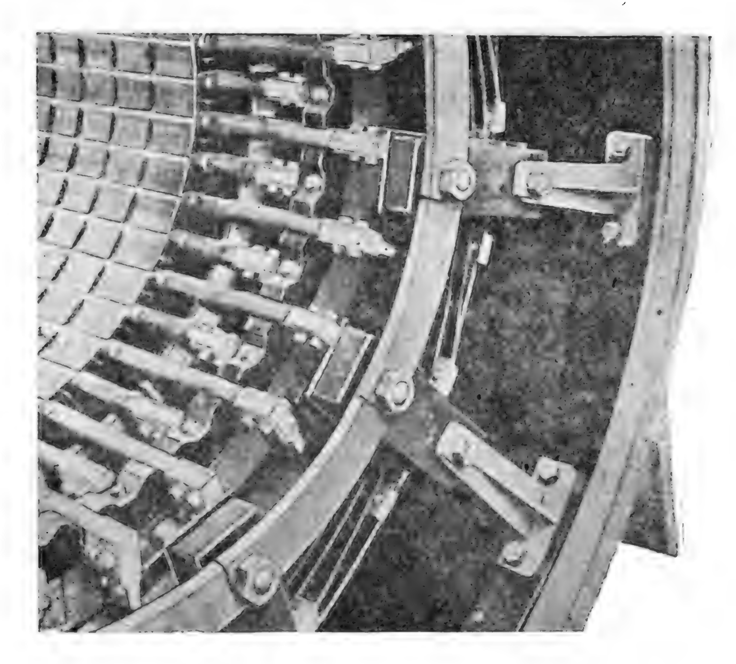
Фиг. 406. Однослойная обмотка трехфазного турбогенератора с двумя проводниками во впадине и спайкой посредине между лобовыми соединениями, BBC.

на которые нужно умножать обмоточные коэфициенты обмотки с диаметральными катушками ($W = \tau$), чтобы получить обмоточный коэфициент обмотки с укороченным шагом, вплоть до гармоники 13-го порядка.

Таблица 25.

Катушечные коэфициенты обмоток с укороченным шагом.

W/τ	ς_1	ς_3	ς_5	ς_7	ς_9	ς_{11}	ς_{13}
180/180 = 1	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
170/180 = 0,94	0,996	0,996	0,906	0,819	0,707	0,574	0,423
160/180 = 0,88	0,985	0,866	0,643	0,342	0	—0,342	—0,643
150/180 = 0,83	0,966	0,707	0,259	—0,259	—0,707	—0,966	—0,996
140/180 = 0,78	0,940	0,500	—0,1736	—0,766	—1,000	—0,766	—0,174
130/180 = 0,72	0,906	0,259	—0,574	—0,996	—0,707	0,087	0,819
120/180 = 0,67	0,866	0	—0,866	—0,866	0	0,866	0,866

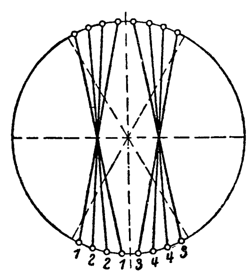


Фиг. 407. Однослойная стержневая обмотка трехфазного турбогенератора Эрликон.

Кроме 3-й гармоники, которая при соединении в звезду в кривой линейной ЭДС исчезает, в кривой поля обычно имеются пятая и отчасти седьмая гармоника. По этой причине у трехфазных машин, соединенных в звезду, шаг выбирают обычно около 0,81 τ, так как тогда обмоточный коэфициент пятой гармоники почти равен 0, а обмоточный

коэфициент седьмой гармоники невелик. Согласно приведенным в § В 7 исследованиям при таком укорочении шага добавочные потери также сводятся к минимуму. При соединении в треугольник иногда отдается предпочтение отношению $W/\tau = 2/3$, потому что тогда третья гармоника в кривой ЭДС одной фазы исчезает, а поэтому в обмотке не будут циркулировать внутренние уравнительные токи трехкратной номинальной частоты (см. § 8 f в конце).

c. Предельные значения напряжений. Наименьшее напряжение якорной обмотки определяется тем обстоятельством, что в каждой впадине должен помещаться по меньшей мере один проводник и что число параллельных якорных ветвей ограничено.



Фиг. 408. Фаза обмотки у двухполюсной трехфазной машины с $q = 8$.

Если при трехфазной обмотке лобовые соединения всех трех фаз обмотки частично расположены рядом на окружности якоря (например трехэтажные обмотки и однослойные обмотки с катушками одинаковой ширины, лобовые соединения которых расположены в двух плоскостях), то возможное число параллельных ветвей обмотки, вообще говоря, равно $2p$, между тем как для обмоток, у которых на окружности якоря расположены рядом лобовые соединения не больше чем двух фаз обмотки (например, двухэтажные обмотки), это число, вообще говоря, равно только p. При двухэтажных обмотках с $q =$ четному числу, можно также включить параллельно $2p$ ветвей обмотки (см. [Л 20], фиг. 208 b), но этой возможностью пользуются редко, так как средние длины витков в этих ветвях обычно различны.

Если можно примириться с небольшими расхождениями между ЭДС-ами параллельно включенных ветвей обмотки, то в известных случаях число ветвей обмотки может равняться $4p$. Так, например, при двухполюсном устройстве согласно фиг. 408 и при $q = 8$ получаются посредством последовательного попарного соединения двух отмеченных одинаковыми цифрами катушек $4p = 4$ ветви обмотки. Расхождения между ЭДС-ами, индуктируемыми в ветвях, отмеченных четными и нечетными цифрами, ничтожно малы.

Для приближенного вычисления наименьшего возможного напряжения на зажимах мы подставим в урав. (157) тома I для индуктируемой ЭДС, при отношении λ по урав. (545)

$$\Phi = \frac{2}{\pi}\tau^2\lambda B_1 \quad \text{и} \quad w = \frac{qp}{c}, \qquad (566\text{ a и b})$$

иными словами, допустим, что в каждой впадине находится только один проводник и что имеется c параллельных якорных ветвей. Тогда ЭДС, индуктируемая в одной фазе, равна

$$E = 2\sqrt{2} f \xi_1 q \lambda \tau^2 B_1 \frac{p}{c}. \qquad (566)$$

Подставив здесь $\xi_1 \approx 0{,}96$, $B_1 \approx 6000$ гауссов, мы получаем при 50 Hz

$$E \approx \frac{q\lambda\tau^2}{123} \cdot \frac{p}{c} \text{ V}, \qquad (567)$$

если τ выражено в cm. Руководствуясь этим выражением, можно без труда определить приближенно в каждом случае наименьшее возможное напряжение на зажимах, которое при соединении треугольником равно фазной ЭДС. Так как q приблизительно пропорционально полюсному делению τ, а наибольшее число c параллельных ветвей обмотки пропорционально числу пар полюсов p, то минимальное напряжение возрастает приблизительно пропорционально кубу полюсного деления. Поэтому у небольших машин можно без труда достигнуть минимальных нормированных напряжений на зажимах, тогда как у больших машин, особенно у турбогенераторов, эта возможность весьма ограничена. Но обычно по экономическим соображениям для малых машин применяется катушечная обмотка из круглой проволоки, то-есть с большим числом проводников во впадине, и параллельное соединение нескольких ветвей по возможности не применяется, да и у больших машин в каждой впадине укладывается не меньше двух стержней. При учете этого обстоятельства нижние пределы (нормированных) напряжений на зажимах, которые надо считать еще экономичными, получаются равными приведенным в таблицах 26 и 27.

Наибольшее напряжение якорной обмотки при заданных основных размерах и мощности машины в основном ограничено тем, что при относительно высоких напряжениях впадина использована плохо. Это происходит по двум причинам: во-первых, потому, что изоляция впадины требует все больше места по мере роста напряжения и, во-вторых, потому, что тогда увеличивается и пространство, занятое изоляцией проводников, ибо по мере роста напряжения сечение проводников уменьшается.

Чтобы оценить влияние изоляции проводников на максимальное напряжение на зажимах, еще допустимое без увеличения основных размеров машины, предположим, что во впадине помещается z_N проводников, что ветви обмотки соединены последовательно и что фазы соединены в звезду. Тогда мы получаем по урав. (566)

$$\sqrt{3}E = 2\sqrt{2}\sqrt{3}f\xi_1 q\lambda\tau^2 B_1 p z_N \qquad (568a)$$

или при действительном для трехфазных машин соотношении

$$\tau = 3qt, \qquad (568b)$$

и в связи с урав. (548)

$$\sqrt{3}\,E = \frac{\xi_1}{\sqrt{2}\sqrt{3}}\frac{B_1}{\sigma_s}\frac{z_N}{t}\cdot P_{i\textit{вн}}. \qquad (568)$$

Таким образом максимальное допустимое напряжение на зажимах при одной и той же индукции в воздушном промежутке, одном и том же удельном окружном усилии и одном и том же отношении числа проводников впадины к зубцовому делению пропорционально внутренней кажущейся мощности. Так как коэфициент пропорциональности преимущественно зависит от той же внутренней кажущейся мощности, то максимальное напряжение на зажимах в зависимости от мощности можно установить, считаясь только с пространством, потребным для изоляции проводников.

При более высоких напряжениях дает себя знать еще потеря пространства, обусловленная изоляцией впадины и главным образом зависящая от зубцового деления.

В таблицах 26 и 27 приведены в зависимости от мощности верхние пределы (нормированных) напряжений на зажимах, при которых приблизительно действительны показанные на фиг. 353—355 средние значения удельного окружного усилия. В таблице 26 указано также минимальное зубцовое деление t_{min}, при котором еще допустим верхний предел напряжения в связи с потребностью в пространстве для изоляции впадины.

Таблица 26.

Экономические напряжения якоря, при которых примерно действительны окружное усилие и полюсное деление по фиг. 353, 354 и 358 у машин с явно выраженными полюсами.

Кажущаяся мощность kVA	Напряжение на зажимах V	t_{min} в cm для верхнего пред.
5— 25	125— 525	2,5
25— 40	230— 525	2,5
40—100	230—3150	3,0
100—150	230—5250	3,8
150—600	525—6300	4,5
больше 600	3150—6300	4,5

В таблице 27, которая относится к турбогенераторам, не было надобности приводить эти данные, потому что она относится только к двухполюсным машинам, так что зубцовое отделение зависит почти исключительно от мощности. При напряжениях, превышающих верхние пределы таблиц 26 и 27, удельное окружное усилие несколько уменьшается, причем при переходе напряжения на следующую в таблице ступень (например с 5250 на 6300 V) приблизительно на 5—10%. Максимальное напряжение на зажимах, для которого строятся синхронные машины, составляет около 21 000 V.

Таблица 27.

Экономические напряжения якоря, при которых примерно действительны окружное усилие и полюсное деление по фиг.355и 359 у турбогенераторов.

Кажущаяся мощность kVA	Напряжение на зажимах V
500— 1000	525— 6300
1000— 5000	1050— 6300
5000—12000	3150—10500
12000—16000	5250—10500
16000—30000	6300—10500

7. Воздушный промежуток (междужелезное пространство).

Длина воздушного промежутка, т. е. расстояние между поверхностью полюсного наконечника и внутренней поверхностью якоря во многих случаях определяется только соображениями, связанными с предельным допустимым искажением поля при нагрузке. Это искажение поля, помимо зависимости от длины воздушного промежутка, зависит еще от поперечного полного тока якоря и его магнитной нагруженности, а у машин с явно выраженными полюсами еще и от формы полюсного наконечника. Так как влияние магнитной нагруженности при общем

рассмотрении вопроса учесть трудно, то при выводе формул, для длины воздушного промежутка, мы примем в расчет только искажение поля, предположив проницаемость якорного железа бесконечно большою. Под влиянием конечной проницаемости, быстро убывающей по мере роста индукции, в действительности установится соответственно меньшее отношение между максимальными значениями индукции при нагрузке и холостом ходе, чем при нашем допущении.

При одной и той же линейной нагрузке якоря и одном и том же возбуждении ротора отношение этих индукций будет максимально, если полный ток якоря будет представлять собою чисто поперечный полный ток, иными словами если угол сдвига фаз ψ между током и продольною ЭДС будет равен 0 или π. Этот предельный случай и положен, поэтому, в основу дальнейших рассуждений.

Наряду с искажением поля при расчете длины воздушного промежутка в известных случаях играют роль еще и другие факторы, о чем мы будем говорить в конце каждого из нижеследующих параграфов.

a. Машины с явно выраженными полюсами. В § D1a мы рассмотрели главнейшие формы полюсного наконечника; при одной из этих форм длина воздушного промежутка под краем полюсного наконечника такова же, как по середине полюса, а при другой воздушный промежуток так расширяется от середины полюса к его краям, что кривая поля при холостом ходе и бесконечно большей проницаемости якорного железа имеет в области полюсного наконечника синусоидальный характер.

Сперва рассмотрим тот случай, когда д л и н а в о з д у ш н о г о п р о м е ж у т к а в д о л ь п о л ю с н о г о н а к о н е ч н и к а в с ю д у о д и н а к о в а. Тогда фиктивная индукция поперечного поля при $|\cos\psi| = 1$ в области полюсного наконечника равна

$$b_q = \Pi_0 \frac{\Theta_A}{2\delta_0} \sin \frac{\pi}{\tau} x, \tag{569a}$$

где мы обозначаем через $x = 0$ место на окружности якоря под серединою полюса (фиг. 409a). Если пренебречь влиянием расхождения линий поля у краев полюсного наконечника части кривых показанные на фиг. 409a черточками, то максимальное значение индукции поперечного поля равно

$$B_q = \Pi_0 \frac{\Theta_A}{2\sigma_0} \sin\left(\frac{\pi}{\tau}\frac{b_P}{2}\right), \tag{569b}$$

и отсюда мы получаем, взяв Θ_A по урав. (98), (98a) и (96a)

$$\frac{\delta_0}{\tau} = \Pi_0 \frac{\sqrt{2}}{\pi} \xi \sin\left(\frac{\pi}{\tau}\frac{b_P}{2}\right) \cdot \frac{A}{B_q}. \tag{570}$$

Обозначив через η отношение максимальных значений индукции при нагрузке и холостом ходе,

$$\eta = \frac{B_{max}}{B_L} = 1 + \frac{B_q}{B_L}, \tag{570a}$$

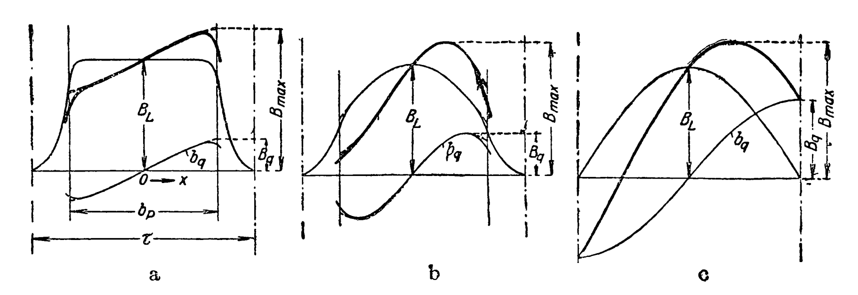
мы можем написать урав. (570) в виде

$$\frac{\delta_0}{\tau} = \Pi_0 \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\xi \sin \frac{\pi}{\tau} \frac{b_p}{2}}{\eta - 1} \frac{A}{B_L} \tag{571'}$$

или же при $\xi \approx \frac{3}{\pi}$ в виде

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}54 \frac{\sin \frac{\pi}{\tau} \frac{b_p}{2}}{\eta - 1} \frac{A}{B_L}, \tag{571a}$$

если выразить A в A/cm и B_L в гауссах.



Фиг. 409 а — с. Кривая поля холостого хода, фиктивное поперечное поле якоря b_q и их результирующая (толстые линии); а) машина с явно выраженными полюсами, с неизменной длиной воздушного промежутка, b) с приблизительно синусоидальной кривой поля при холостом ходе, с) машина с неявно выраженными полюсами.

Если принять при бесконечно большой проницаемости якорного железа отношение максимальных значений индукций при нагрузке и холостом ходе равным

$$\eta = 1{,}5, \tag{571b}$$

то для отнесенной к полюсному делению длины воздушного промежутка при $b_p/\tau = 0{,}55 - 0{,}70$ получается

$$\frac{\delta_0}{\tau} = 0{,}82 \div 0{,}96 \frac{A}{B_L} \cdot \tag{571}$$

Приняв во внимание влияние расхождения силовых линий, мы можем приблизительно рассчитать длину воздушного промежутка по уравнению:

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}8 \frac{A}{B_L} \tag{572}$$

(A в A/cm и B_L в гауссах).

Если мы введем вместо индукции в воздушном промежутке под серединою полюса амплитуду $B_1 = \beta B_L$ основной гармоники индукции при холостом ходе, взяв β, например, из кривых фиг. 157 b, а именно $\beta \approx 1{,}04$ при $b_p/\tau = 0{,}55$ и $\beta \approx 1{,}17$ при $b_p/\tau = 0{,}70$, то получим из

урав. (571) при $b_p/\tau = 0{,}55 \div 0{,}70$

$$\frac{\delta_0}{\tau} = 0{,}85 \div 1{,}12 \frac{A}{B_1}, \tag{573}$$

а приняв во внимание влияние расхождения силовых линий, приблизительно

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}9 \frac{A}{B_1}. \tag{574}$$

Если полюсный наконечник рассчитан на синусоидальную кривую поля в области полюсной дуги при бесконечно большой проницаемости якорного железа, то в области полюсного наконечника (фиг. 409b)

$$b_q = \Pi_0 \frac{\Theta_A}{2\delta_0} \sin \frac{\pi}{\tau} x \cdot \cos \frac{\pi}{\tau} x. \tag{575 a}$$

Максимальное значение индукции поперечного поля возникает при $x = \tau/4$, то-есть, во всех практических случаях в пределах области полюсного наконечника, и равно

$$B_q = \Pi_0 \frac{\Theta_A}{4\delta_0}, \tag{575 b}$$

откуда мы получаем, взяв Θ_A по урав. (98), (98 а) и (96 а),

$$\frac{\delta_0}{\tau} = \Pi_0 \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \cdot \xi \cdot \frac{A}{B_q} \tag{576}$$

Результирующая индукция равна здесь в пределах области полюсного наконечника

$$b = B_L \cos \frac{\pi}{\tau} x + B_q \sin \frac{\pi}{\tau} x. \tag{577}$$

Если мы продиференцируем это уравнение по x и приравняем нулю производную, то получим то место x_0 под полюсным наконечником, где возникает максимальное значение индукции, из уравнения

$$\sin \frac{\pi}{\tau} x_0 = -\frac{1}{8\varepsilon} + \sqrt{\frac{1}{(8\varepsilon)^2} + 0{,}5}, \tag{577a}$$

где и для сокращения положено

$$\varepsilon = \frac{B_a}{B_L}, \tag{577b}$$

а само максимальное значение будет равно

$$B_{max} = B_L \cos \frac{\pi}{\tau} x_0 + B_q \sin \frac{\pi}{\tau} 2x_0 \tag{577c}$$

или

$$\eta = \frac{B_{max}}{B_L} = \cos\frac{\pi}{\tau}x_0 + \varepsilon\sin\frac{\pi}{\tau}2x_0. \qquad (577d)$$

Отношение ε зависит, следовательно, от отношения η. Мы получаем $\varepsilon(\eta)$, задаваясь по порядку различными значениями x_0 и вычисляя по урав. (577a и d) соответственные значения ε и η. На фиг. 410 представлена величина ε в зависимости от η.

Введя ε в урав. (576), мы получим

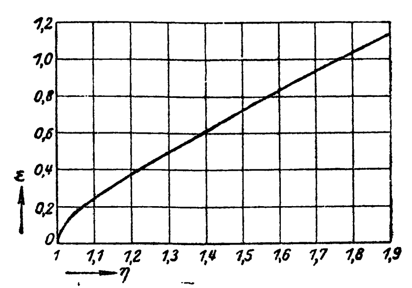
$$\frac{\delta_0}{\tau} = \Pi_0\frac{1}{\sqrt{2}\pi}\cdot\frac{\xi}{\varepsilon}\cdot\frac{A}{B_L} \qquad (578')$$

или же при $\xi \approx 3/\pi$

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}27\frac{1}{\varepsilon}\frac{A}{B_L}, \qquad (578a)$$

если выразить A в A/cm и B_L в гауссах.

Если мы и здесь допустим $\eta = 1{,}5$, как при рассмотренной выше форме полюсного наконечника, то согласно фиг. 410



Фиг. 410. ε (уравн. 577 b), в функции от η (урав. 577 d).

$$\varepsilon = 0{,}725 \qquad (578b)$$

получается

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}374\frac{A}{B_L}. \qquad (578c)$$

При полюсном наконечнике, рассчитанном на синусоидальную кривую поля в его области при бесконечно большой проницаемости якорного железа, мы можем, следовательно, определять длину воздушного промежутка по уравнению

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}4\frac{A}{B_L}. \qquad (578)$$

Чтобы вместо индукции B_L под серединою полюса ввести амплитуду $B_1 = \beta B_L$ основной гармоники при холостом ходе, мы находим по кривым фиг. 158 b $\beta \approx 0{,}90$ при $b_p/\tau = 0{,}55$ и $\beta \approx 0{,}98$ при $b_p/\tau = 0{,}70$ и получаем по урав. (578 c) при $b_p/\tau = 0{,}55 \div 0{,}70$:

$$\frac{\delta_0}{\tau} = 0{,}335 \div 0{,}365\cdot\frac{A}{B_1} \qquad (579)$$

или

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}35\frac{A}{B_1}. \qquad (580)$$

При том же отношении A/B_1 и той же степени искажения поля ($\eta = 1{,}5$ при бесконечно большой проницаемости якорного железа) длина воздушного промежутка, как мы видим из урав. (574) и (580), должна быть примерно в $0{,}9/0{,}35 \approx 2{,}5$ раза больше при полюсных наконечниках с постоянной длиной воздушного промежутка вдоль полюсной дуги, чем под серединою полюса при полюсных наконечниках, рассчитанных на приблизительно синусоидальную прямую поля при холостом ходе.

Уравн. (572), (574), (578) и (580) для расчета длины воздушного промежутка составлены с учетом того лишь обстоятельства, что при нагрузке максимальное значение индукции в воздушном промежутке должно по сравнению с холостым ходом увеличиться в известной, по нашим допущениям, практически еще допустимой степени.

Но при этом, как мы увидим в § М 2, у машины с постоянным воздушным промежутком вдоль полюсной дуги, получается гораздо бо́льший полный ток ротора, чем у машины с приблизительно синусоидальною при холостом ходе кривою. С целью уменьшения полного тока ротора, следовало бы допускать меньшие длины воздушного промежутка вдоль полюсной дуги при полюсных наконечниках с постоянным воздушным промежутком, чем определяемые уравн. (574) и мириться с бо́льшим искажением поля. Таким образом, как правило, применять полюсные наконечники с постоянным воздушным промежутком не следует.

У машин с очень большим диаметром расточки, как например у машин с большим числом пар полюсов, примерно начиная от $p = 24$, что соответствует 125 *об/мин* при 50 Hz, нужно делать воздушный промежуток большей длины, чем это требуется по уравн. (572), (574), (578) и (580), как по соображениям технологическим, так и потому, что при очень больших диаметрах корпуса уже становится значительною опасность прогиба. В таких случаях для того, чтобы изготовление корпусов не обходилось слишком дорого, отношение длины воздушного промежутка к диаметру расточки должно составлять

$$\frac{\delta_0}{D} \geqq 0{,}001. \tag{581}$$

b. Машина с неявно выраженными полюсами. У машины с цилиндрическим ротором длина воздушного промежутка остается неизменною вдоль всей окружности якоря.

Максимальное значение поперечного поля возникает поэтому при $x = \pi/2$ (фиг. 409c) и равно

$$B_q = \Pi_0 \frac{\Theta_A}{2\delta_0}. \tag{582}$$

Взяв Θ_A из уравн. (98), (98a) и (96a), мы получаем

$$\frac{\delta_0}{\tau} = \Pi_0 \frac{\sqrt{2}}{\pi} \xi \cdot \frac{A}{B_q} \tag{583}$$

Положив здесь для амплитуды основной гармоники при холостом ходе $B_1 \approx B_L$, мы получим

$$B_{max} \approx B_L \sqrt{1 + \left(\frac{B_q}{B_L}\right)^2} \approx \eta B_L \tag{583a}$$

и

$$\frac{B_q}{B_L} = \sqrt{\eta^2 - 1}, \tag{583b}$$

так что

$$\frac{\delta_0}{\tau} = \Pi_0 \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\xi}{\sqrt{\eta^2 - 1}} \cdot \frac{A}{B_L}, \tag{584'}$$

или при

$$\xi = 3/\pi$$

$$\frac{\delta_0}{\tau} = 0{,}54 \frac{1}{\sqrt{\eta^2 - 1}} \cdot \frac{A}{B_L}, \tag{584}$$

где A выражено в A/cm и B_L в гауссах.

Если бы мы и здесь допустили отношение $\eta = 1{,}5$ при бесконечно большой проницаемости якорного железа, то отнесенная к полюсному делению длина воздушного промежутка получилась бы равной

$$\frac{\delta_0}{\tau} = 0{,}48 \frac{A}{B_L} \approx 0{,}48 \frac{A}{B_1} \tag{585}$$

Но у турбогенераторов длина воздушного промежутка обычно не бывает такою большою, какою она получается по этому уравнению, так как требующиеся для этого ампер-витки нельзя было бы уместить в роторе без значительного увеличения основных размеров. У турбогенераторов, к тому же, максимальное значение индукции в воздушном промежутке обычно меньше, чем у машин с явно выраженными полюсами, а поэтому допустимо бо̀льшее отношение η. Считаясь с этим обстоятельством, мы можем для турбогенераторов указать в качестве среднего значения величину

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}3 \frac{A}{B_L} \approx 0{,}3 \frac{A}{B_1}. \tag{586}$$

У машин, которые временно должны отдавать значительный емкостный реактивный ток, длину воздушного промежутка увеличивают иногда, доходя до двойной ее величины (см. §§ C 5 c и 6).

8. Обмотка возбуждения

a. Сечение проводников и напряжение возбуждения. Расчет обмотки возбуждения для синхронной машины производится так же, как и для машин постоянного тока с независимым возбуждением и шунтовых. Как мы видели в § III F 7 b тома I, сечение обмотки возбуждения получается равным

$$q = \frac{\rho p U_m}{c} \frac{\Theta}{U_E}, \tag{587'}$$

где ρ означает удельное сопротивление обмоточного металла в нагретом состоянии, p — число пар полюсов, U_m — среднюю длину витка, c — число параллельных ветвей обмотки и Θ — максимальный полный ток ротора для одной магнитной цепи, необходимый при напряжении возбуждения U_E.

У синхронной машины почти всегда все полюса соединяются последовательно, и тогда

$$q = \rho p U_m \frac{\Theta}{U_E}. \tag{587}$$

Это уравнение справедливо как для машин с явно, — так и для машин с неявно выраженными полюсами.

Допустив определенную плотность тока J, мы получаем ток возбуждения

$$i = qJ \tag{587a}$$

и число витков на полюс

$$\frac{w}{2} = \frac{\Theta}{2i}. \tag{587b}$$

Общее сечение проводников одной стороны катушки у машины с явно выраженными полюсами равно

$$f = \frac{w}{2} q, \tag{587c}$$

сечение проводников одной впадины у машины с неявно выраженными полюсами равно

$$f_N = \frac{w}{q_2} q, \tag{587d}$$

где q_2 — число обмотанных впадин у обмотки возбуждения одного полюса.

Можно также исходить из общего сечения проводников одной стороны катушки у машины с явно выраженными полюсами или из общего сечения проводников f_N одной впадины у машины с неявно выраженными полюсами, и тогда плотность тока у машины с явно выраженными полюсами будет равна

$$J = \frac{\Theta}{2f}, \tag{587 a'}$$

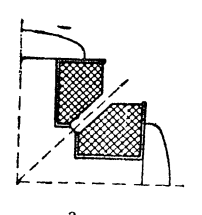
а у машины с неявно выраженными полюсами

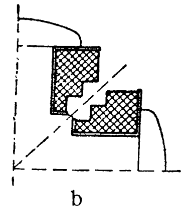
$$J = \frac{\Theta}{q_2 f_N}, \tag{587 b'}$$

после чего можно проверить, является ли такая плотность тока допустимой.

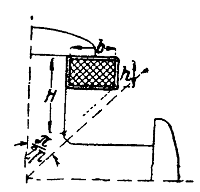
С точки зрения наилучшего использования обмотки возбуждения следует выбирать для напряжения возбуждения по возможности низкую величину. Обычно выбирают 110 или 220 V, если не располагают особою машиною или особою сетью для возбуждения. Представленные на фиг. 353, 354 и 358 для машины с явно выраженными полюсами кри-

вые $\sigma_k(\tau)$ и $\tau\left(\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}}\right)$ построены в предположении, что полюсные катушки изготовлены из изолированного провода прямоугольного сечения, причем напряжение возбуждения должно составлять у машин с мощностью примерно до 300 kVA 110 V, а при большей мощности 220 V. При $p = 2 \div 8$ проводники круглого сечения дают несколько худшее использование и, следовательно, требуют несколько большего полюсного деления. Наоборот, неизолированные, однослойные обмотки, применимые, впрочем, только при очень большой мощности, или при сильно пониженном напряжении возбуждения (см. § d), дают значительно лучшее использование. При $p > 8$ использование машины преимущественно определяется якорем, так что оно, а вместе с ним и величина полюсного деления, мало зависят от формы сечения и рода изоляции обмоточной меди.





Фиг. 411 a и b. Магнитные катушки с трапецоидальным и ступенчатым сечением.



Фиг. 412. Магнитные катушки с прямоугольным сечением.

Представленные на фиг. 355 и 359 кривые $\sigma_k(\tau)$ и $\tau\left(\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}}\right)$ для турбогенераторов действительны при напряжении возбуждения 220 V.

У больших машин напряжение возбуждения может быть и выше 220 V, но, вообще говоря, более высокое напряжение не применяется, так как тогда значительно труднее осуществить надежную изоляцию.

b. Наивыгоднейшее сечение катушечной стороны. Проволочная обмотка. Значительное сужение междуполюсного пространства у машин с небольшим числом явно выраженных полюсов дает возможность полностью использовать обмоточное пространство между полюсами только при нескольких слоях проводников и большом числе витков в каждом слое.

Ширина катушки может тогда увеличиваться по направлению от основания полюсного сердечника к полюсному наконечнику либо постепенно, как на фиг. 411a, либо ступенчато, как на фиг. 411b, так что обмоточное пространство между полюсами использовано тогда почти полностью, несмотря на остающийся в нем вентиляционный канал.

Однако, если требуется иметь катушки с прямоугольным сечением сторон, например, при однослойных ленточных обмотках с относительно большим сечением меди, то наивыгоднейшее соотношение между сторонами этого сечения в сильной степени зависит от числа полюсов. Обозначим через H максимально возможную длину полюсного сердечника за вычетом двухсторонней изоляции катушки возбуждения (фиг. 412), через h высоту катушки, через b ширину одной стороны катушки за вычетом

изоляции и, наконец, через ε отношение чистого сечения меди к сечению одной стороны катушки. Тогда мы получаем из условия

$$\varepsilon hb = \varepsilon h(H-h)\operatorname{tg}\frac{\pi}{2p} = \max, \tag{588}$$

приравняв нулю производную по h,

$$h = \frac{1}{2}H \tag{588 a}$$

и

$$b = h\operatorname{tg}\frac{\pi}{2p}. \tag{588b}$$

Для того чтобы можно было изготовить обмотку возбуждения независимо от полюсных сердечников, для сокращения срока изготовления машины и для обеспечения возможности сменять поврежденные катушки, принято наматывать катушки на особые каркасы, свернутые из железных или цинковых листов с фланцами из железа, цинка или бронзы. Относительно изоляции обмотки возбуждения, из круглого или плоского проводника, в основном сохраняет силу сказанное в § III F 7b тома I. По соображениям технологическим вентиляционные каналы в боковых сторонах катушки обычно отсутствуют.

с. Однослойная обмотка из ленточной меди. У машин с явно выраженными полюсами при небольшом их числе, когда использование машины преимущественно определяется обмоткою возбуждения, последнюю желательно по возможности изготовлять в виде однослойной обмотки из ленточной меди. Отдельные витки такой обмотки изолируются друг от друга бумажными или миканитовыми прослойками, а с наружной стороны изоляция отсутствует. Поэтому на изоляцию расходуется очень мало пространства и температура внутри катушки практически такова же, как на ее поверхности. Далее у однослойной обмотки из ленточной меди, в виду ее большой надежности в эксплоатации, по „Правилам и нормам" допустимо превышение температуры на 15° больше, чем у обмотки из изолированного проводника.[1] Поэтому в одном и том же междуполюсном пространстве можно уместить при однослойной обмотке из ленточной меди значительно больше ампер-витков, чем при проволочной обмотке, даже несмотря на то, что прямоугольная форма сечения одной стороны катушки при небольшом числе полюсов влечет за собою худшее использование обмоточного пространства (ср. фиг. 412 с фиг. 411 a и b).

У машин с большим числом полюсов, когда использование машины преимущественно определяется якорем, однослойная обмотка из ленточной меди перестает быть выгодной. Тогда обмотку возбуждения надо рассчитывать главным образом с точки зрения коэфициента полезного действия, причем и проволочная обмотка не нагревается до допустимой по „Правилам и нормам" температуры. Но у больших четырехполюсных машин сечения проводников часто оказываются столь большими, что применима только однослойная обмотка из ленточной меди.

Такая обмотка надевается обычно без каркаса, непосредственно на изолированный полюсный сердечник, после чего спрессовывается и на-

[1] Табл. к § 15 „Правил и норм".

гревается под высоким давлением в печи, так что обмотка и полюс образуют одно целое и устраняется опасность расшатывания отдельных витков при работе машины. Скрепление полюсного сердечника с ярмом производится, как показано на фиг. 385.

Для увеличения поверхности охлаждения применяют иногда конструкцию обмотки, при которой отдельные витки (каждый третий или шестой виток, смотря по толщине проводника) выступают над остальными, для чего увеличивают их среднюю длину. Выступающие витки часто имеют также бо́льшую ширину медного сечения, так что они могут, как и прочие витки, прилегать к полюсному сердечнику; их либо сваривают с остальными витками, либо припаивают к ним. У полюсов с круглым сечением сердечника иногда для той же цели на поверхности протачиваются желобки. При очень большой ширине медных проводников в них иногда для лучшего охлаждения просверливаются радиальные отверстия в поперечном направлении [Л 178], сходные с радиальными вентиляционными каналами обмотки возбуждения у машин постоянного тока (см. фиг. 453 в томе I).

Ширина проводников у однослойных обмоток из ленточной меди лежит обычно в пределах

$$20\ \text{mm} \leqslant b \leqslant 70\ \text{mm}, \qquad (589\text{a})$$

причем обмотку без технологических затруднений можно изогнуть по радиусу $r = b$, если толщина проводника равна

$$d \geqslant 0{,}5 + \frac{b}{100}\ \text{mm}, \qquad (589\text{b})$$

где b выражено в mm. При круглом полюсном сердечнике обмотка вальцуется из слегка конической плоской ленты, образуя круглые спирали; тогда допустима также ширина проводника, превышающая 70 mm.

d. Применимость однослойных обмоток. Применимость однослойных обмоток из ленточной меди ограничена тем, что она требует больших сечений проводников. У машин небольшой и средней мощности напряжение возбуждения должно быть поэтому значительно ниже 110 V, а в связи с этим обычно требуется иметь особый возбудитель. Чтобы судить о пределах применимости такой обмотки, преобразуем уравн. (587), введя в него отношение Θ/Θ_A полного тока ротора к полному току якоря при номинальном режиме, и внутреннюю кажущуюся мощность $P_{iвн} = 3E_r I$. При Θ_A по уравн. (98) и (98 а), E_r по урав. (157) тома I и Φ_1 по уравн. (200), мы получаем тогда

$$\Theta = \frac{\Theta}{\Theta_A} \cdot \frac{1}{\pi} \frac{P_{iвн}}{p l_i f \tau B_1}. \qquad (590\text{a})$$

Подставив это выражение Θ в уравн. (587), мы получаем

$$q = \frac{\Theta}{\Theta_A} \cdot \frac{\rho U_m P_{iвн}}{\pi f l_i \tau B_1 U_E}, \qquad (590)$$

При средних значениях

$$U_m \approx 2l_i + \tau, \quad B_1 \approx 7000 \text{ гауссов} \quad \text{и} \quad \frac{\Theta}{\Theta_A} \approx 2{,}0 \qquad (591\text{a—c})$$

и предельном значении

$$\rho = 0{,}023\ \Omega\ \mathrm{mm^2/m}, \qquad (591\text{d})$$

соответствующем температуре обмотки 95°C, мы получаем, введя сокращенное обозначение $\lambda = l_i/\tau$

$$q \approx 2{,}1\ \frac{(2\lambda + 1)}{f\lambda\tau}\ \frac{P_{i\,вн}}{U_E}\ \mathrm{mm^2}, \qquad (591)$$

где f выражено в $\sec^{-1}$, τ в cm, $P_{i\,вн}$ в W и U_E в V.

На фиг. 358 дано полюсное деление τ в функции от $\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{f p \lambda}}$. Из уравн. (591) мы получаем

$$\frac{P_{i\,вн}}{f p \lambda} \approx 0{,}48\ \frac{\tau}{p\,(2\lambda + 1)} \cdot q U_E\ \mathrm{J}, \qquad (592)$$

где τ выражено в cm, q в mm² и U_E в V. Введя в это уравнение соответственные значения $P_{i\,вн}/fp\lambda$ и τ и подставив для λ средние значения по фиг. 356, мы можем вычислить $P_{i\,вн}/fp\lambda$ при различных p для каждой величины qU_E. На фиг. 358 точки пересечения прямой $\tau\left(\sqrt[3]{\frac{P_{i\,вн}}{fp\lambda}}\right)$ с состоящими из черточек кривыми, начерченными для $qU_E = 500$, 1000, 2000, 4000 и 8000 mm² V, указывают, при каком произведении qU_E машину можно исполнить с однослойною обмоткою из ленточной меди. Приняв для обмотки минимальное допустимое сечение меди $q_{\min}$, мы можем по выражению

$$\frac{qU_E}{q_{\min}} = U_{E\max} \qquad (592\text{ a})$$

вычислить максимальное напряжение возбуждения, возможное при однослойных обмотках.

Минимальное технически легко выполнимое сечение проводника

$$q_{\min} = d_{\min} b \qquad (592\text{ b})$$

зависит согласно уравн. (589 b) от ширины b проводника и равно

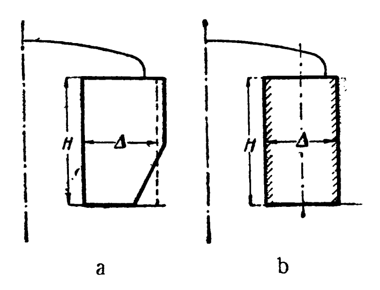
$$q_{\min} \approx \left(0{,}5 + \frac{b}{100}\right) b\ \mathrm{mm^2}, \qquad (592\text{ c})$$

если выразить b в mm. Величина $q_{\min}$ колеблется при ширине меди 25 mm $< b <$ 70 mm между 19 mm² $< q_{\min} <$ 85 mm².

С помощью показанных черточками на фиг. 358 кривых можно легко судить о применимости однослойной обмотки из ленточной меди.

e. Нагревание обмотки возбуждения при явно выраженных полюсах. Основы вычисления повышения температуры были изложены в § II О тома I, но применение их нуждается в ряде допущений, которые изменяются в зависимости от рода вентиляции и конструкции и которые на практике должны быть найдены путем отдельных испытаний. Здесь мы можем только рассмотреть приближенный расчет нагрева обмотки при явно выраженных полюсах, причем будем предполагать открытую машину с естественной вентиляцией.

Согласно § 13 б „Правил и норм" нагрев определяется наибольшим из двух значений температуры, из которых одно вычисляется по увеличению сопротивления, а другое измеряется термометром в самом горячем из доступных мест. Вычисленный по увеличению сопротивления нагрев равен среднему нагреву обмотки возбуждения, между тем как температура измеренная термометром практически всегда несколько ниже, чем температура на поверхности. Первое из значений нагрева у обмоток возбуждения синхронных машин всегда несколько больше второго, поэтому мы им и ограничимся.



Фиг. 413 a и b. Допущения для вычисления нагрева обмотки возбуждения.

Для вычисления среднего превышения температуры катушек мы сделаем следующие упрощающие допущения:

1. Сечение одной стороны катушки мы заменяем прямоугольным сечением той же площади, той же высоты H и той же ширины Δ (фиг. 413 a и b);

2. Отводящими тепло мы считаем только внутреннюю и наружную боковые поверхности (заштрихованные стороны сечения на фиг. 413 b); каждая единица площади этих поверхностей пусть отдает одно и то же количество теплоты h.

При этих допущениях распределение температуры по сечению катушки получается такое же, как у катушки бесконечно большой высоты. Следовательно, наибольшая температура господствует по средней линии сечения. В действительности максимальная температура ближе к полюсному сердечнику, но зато и обе торцевые поверхности катушек в действительности также отводят теплоту, так что наши допущения мало изменяют средний нагрев ϑ_W в сечении катушки, вычисляемый по увеличению сопротивления.

Если обозначить через ϑ_a нагрев поверхности катушки, которую мы предполагаем неимеющей особой изоляции на свободных ее частях, то по урав. (478 c) тома I

$$\vartheta_W - \vartheta_a = \frac{1}{12}\frac{q\Delta^2}{k}. \tag{593}$$

Здесь q — количество тепла, выделяемого единицею объема катушки; оно равно, согласно уравн. (479 a) тома I,

$$q = \varepsilon J^2 \rho, \tag{593a}$$

где ε означает коэфициент использования сечения катушки, J — эффективную плотность тока и ρ — удельное электрическое сопротивление. Δ — ширина сечения катушки (фиг. 413 b); k — результирующая теплопроводность в сечении катушки, которая для проводников прямоугольного сечения определяется по урав. (479 b) тома I, а для проводников круглого сечения по урав. (479 c) на основании фиг. 295 тома I.

Обмотка возбуждения нагревается, однако, не только от собственного джоулева тепла, но и от остальных источников тепла в машине. Оба нагрева накладываются друг на друга. Обусловленный остальными источниками тепла подогрев можно определить экспериментально, так нагрузив током машину при невозбужденном роторе и синхронном ходе, чтобы сумма джоулевых потерь в якоре, железных потерь и добавочных потерь была приблизительно такова же, как при номинальном режиме. У турбогенераторов для этого примерно требуется ток номинальной силы, у машин с явно выраженными полюсами — несколько более сильный якорный ток. Обозначив этот нагрев через ϑ_A, мы получаем средний нагрев ϑ_a на поверхности катушки из выражения

$$\vartheta_a = \frac{Q}{hO} + \vartheta_A \tag{594 a}$$

согласно урав. (454) тома I. В этом выражении

$$Q = U_m H \Delta \cdot q \tag{594 b}$$

представляет собою джоулево тепло, образующееся в катушке каждую секунду, если U_m означает ее среднюю длину витка,

$$O = 2U_m H \tag{594 c}$$

поверхность и h — коэфициент теплоотдачи. На основании урав. (594 b и c) имеем

$$\vartheta_a = \frac{\Delta q}{2h} + \vartheta_A \,. \tag{594}$$

Сумма урав. (593) и (594) дает нам определившийся по увеличению сопротивления средний нагрев катушки

$$\vartheta_W = \frac{1}{12}\frac{q\Delta^2}{k} + \frac{q\Delta}{2h} + \vartheta_A \,. \tag{595}$$

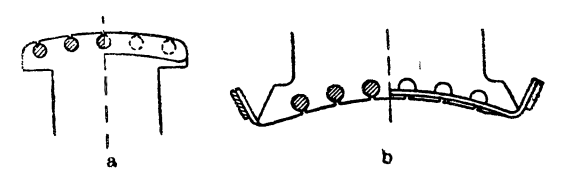
Величина ϑ_W получается в градусах С, если в урав. (593—595) выразить q в W/cm³ (то-есть J в A/mm², ρ в Ω mm²/m), Δ в cm, k в W/cm.grad, h в W/см².grad и ϑ_A в °C.

Коэфициент теплоотдачи h представлен в томе I на фиг. 287, как функция от окружной скорости $v \approx 2f\tau$ на поверхности полюсного наконечника. Подогрев ϑ_A находится примерно в пределах от 15 до 25° С и в среднем его можно считать равным 20° С при отсутствии особых экспериментальных данных.

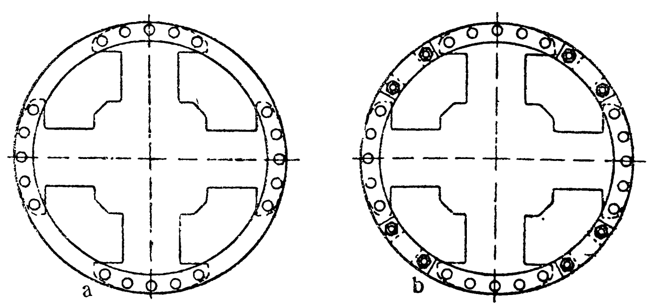
В урав. (595) первый член выражает разность между среднею температурой катушки и температурой на поверхности, второй член —

разность между температурою на поверхности и подогревом ϑ_A. При обмотке на ленточной меди (см. § 8с) первый член практически равен нулю.

f. Демпферная обмотка у машин с явно выраженными полюсами. Демпферная обмотка у синхронных машин и у преобразователей пресле-



Фиг. 414 a и b. Полюсные решетки: a) у синхронных машин, b) у одноякорных преобразователей.



Фиг. 415 a и b. Демпферная обмотка в виде клетки для синхронных машин.

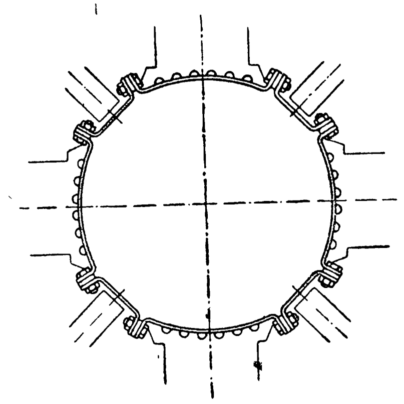
дует различные цели. У многофазных машин она должна при возникающих явлениях качания развивать по возможности сильный успокоительный момент вращения, у многофазных машин и одноякорных преобразователей она должна в качестве короткозамкнутой клеткообразной обмотки служить для асинхронного пуска в ход, а у однофазных машин или у асимметрично нагруженных многофазных машин — по возможности полностью заглушать обратное вращающееся поле.

Так как угол β между напряжением на зажимах и продольною ЭДС всегда относительно невелик, то, согласно сказанному в §§ Н 4а и d, демпферная обмотка способна создавать сильные вращающие моменты только путем совместного действия продольного поля и поперечных демпферных токов. Поэтому недостаточно замыкать между собою накоротко отдельными кольцевыми сегментами расположенные под одним полюсом стержни демпферной обмотки („полюсные решетки", фиг. 414 а и b); сегменты эти также должны быть соединены между собою электрически, чтобы могло иметь место выравнивание от полюса к полюсу токов, имеющих наибольшее значение для создания успокоительного момента. Следовательно, все стержни (фиг. 415 а) должны быть соединены друг с другом короткозамыкающими кольцами, как у беличьего колеса асинхронного двигателя. Вместо короткозамыкающих колец отдельные полюсы снабжаются обычно полюсными решетками согласно фиг. 414 а и b, надежное электрическое соединение между которыми осуществляется накладками и винтами или заклепками (фиг. 415 b и с).

Если демпферная обмотка не должна развивать вращающего момента, а призвана служить только для заглушения обратного поля, то и в этом случае она должна быть устроена непременно так, чтобы успокоительные токи могли проходить от одного полюса к другому.

В случае применения демпферной обмотки, полюсные наконечники по возможности должны быть не массивны, а набраны из отдельных изолированных друг от друга листов, так чтобы успокоительные токи циркулировали почти исключительно в демпферной обмотке и не вызывали джоулевых потерь в железе полюсного наконечника. Чтобы джоулевы потери демпферной обмотки были незначительны, ее сечения должны быть рассчитаны на малую плотность тока.

При эффективно работающей демпферной обмотке рассеяние должно быть минимально. Поэтому демпферные стержни расположены очень близко к поверхности полюсного наконечника: остающийся железный мостик должен иметь в толщину не больше 0,5—1 mm. Для еще большего уменьшения рассеяния, отверстия, сквозь которые пропущены стержни, часто снабжаются прорезами. Но закрытые только наполовину демпферные впадины, если их деление совпадает с зубцовым делением якоря, влекут за собою увеличение обусловленных его зубчатым строением высших гармоник. Этого можно избегнуть, если расположить стержни косо относительно якорных впадин на одно зубцовое деление (по отношению к длине якоря). Скосив полюсные наконечники можно, как мы видели в § 46 В книги „Якорные обмотки“ [Л 20], совершенно уничтожить обусловленные зубчатым строением якоря высшие гармоники. Применение соответственной обмотки с дробным числом впадин на полюс и фазу также позволяет устранять эти высшие гармоники, по крайней мере гармоники первого рода; если тогда проявляются еще в сильной степени гармоники второго рода, то их можно уничтожить, скосив демпферные стержни и полюсные наконечники, причем уже только на половину зубцового деления.



Фиг. 415 с. Демпферная обмотка в виде клетки для одноякорных преобразователей.

Если при нескошенных относительно якорных впадин демпферных стержнях выбрать расстояние между осями демпферных стержней вдвое меньшим, чем зубцовое деление якоря, то в контурах, образованных каждою парой смежных демпферных стержней, высшие гармоники впадин индуктировали бы токи высокой частоты ($f = Nn$), и эти токи при достаточно малом сопротивлении указанных контуров также уничтожали бы высшие гармоники впадин. Но, вследствие большого активного сопротивления массивных демпферных стержней, значительного заглушения гармоник при такой высокой частоте не происходит, и в демпферной обмотке возникают большие потери на джоулево тепло. Чтобы избегнуть этих потерь при нескошенных демпферных стержнях,

нужно брать для них такое же деление, как и для якорных впадин.

Однако тогда у машин с асинхронным пуском в ход, этот пуск был бы затруднен, как это наблюдается и у асинхронных двигателей с одинаковым зубцовым делением статора и ротора. Поэтому у машин с асинхронным пуском несколько меньшее или несколько большее деление берут для демпферных стержней, чем целое кратное зубцового деления якоря. Расхождение деления демпферных стержней с любым целым кратным деления якорных впадин на 10—15% от этого последнего, повидимому, достаточно [Л 186] для устранения явлений прилипания при пуске в ход. При этом потери на вихревые токи, обусловленные в демпферной обмотке зубчатым строением якоря, невелики. Если мы допустим, что неуничтоженные высшие гармоники индукции, обусловленные зубчатым строением якоря, имеют синусоидальный характер у поверхности полюсного наконечника и выразим через 1 обусловленные ими джоулевы потери, когда деление демпферных стержней отклоняется на 50% от зубцового деления, то эти потери при отклонении первого деления от второго на 10—15°, равны только $\left(\frac{1-\cos 36^\circ}{2}\right)^2 \div \left(\frac{1-\cos 54^\circ}{2}\right)^2 = 0{,}009 \div 0{,}042$.

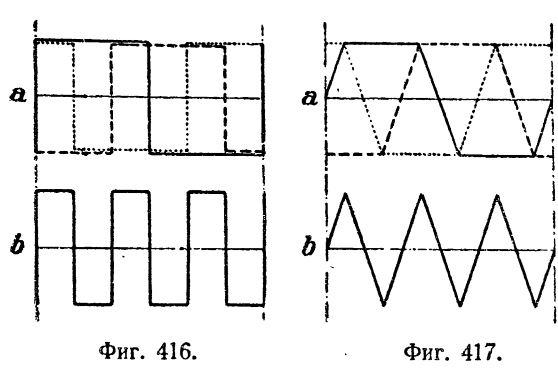
Если же демпферные стержни скошены на одно зубцовое деление якоря, то при выборе деления демпферных стержней можно не считаться с зубцовым делением якоря.

Число демпферных стержней в одном полюсном наконечнике составляет нормально от 5 до 10. В большинстве случаев демпферные стержни имеют круглое сечение (см. фиг. 414 b и 415 c). Общее сечение меди у демпферных стержней составляет нормально около 0,3 от сечения всех якорных проводников. У машины с асинхронным пуском в ход это соотношение иногда сокращается до 0,1. В этом случае стержни, чтобы увеличить теплоемкость при том же сопротивлении, но увеличенном сечении, изготовляются из бронзы с удельным сопротивлением $\rho_{20} = 0{,}05 - 0{,}1\ \Omega\ \text{mm}^2/\text{m}$. С другой стороны, у одноякорных преобразователей, весьма склонных к качанию, полное сечение демпферной обмотки тогда увеличивают, так что оно доходит до 0,6 от сечения якорных проводников. Сечение лобовых соединений (колец) составляет в среднем приблизительно половину отнесенного к одному полюсу сечения демпферных стержней. Хотя иногда, особенно у одноякорных преобразователей, благодаря лучшему охлаждению лобовых соединений, их сечение сокращают примерно до 0,2 от отнесенного к одному полюсу сечения демпферных стержней.

Продолжительная нагрузка демпферных стержней током заранее известна в сущности только у однофазных машин, где токи в демпферной обмотке должны заглушать половину кривой возбуждения поля. В этом случае сечение демпферной обмотки, с точки зрения минимума нагрева и потерь на успокоение можно рассчитать точнее, причем основываться надо на плотности тока, приблизительно равной 5—8 A/mm².

По якорным обмоткам, соединенным в треугольник, если в кривой поля ясно выражена третья гармоника, могут циркулировать токи короткого замыкания трехкратной частоты. Эти токи не возбуждали бы результирующего поля на внутренней поверхности якоря,

если бы линейная нагрузка каждой из трех фаз обмотки была распределена синусоидально по окружности якоря (см. фиг. 58 в томе I). Но в действительности у трехфазной машины каждая фаза обмотки занимает только одну треть каждого полюсного деления и все впадины обладают обычно одинаковым полным током. Вызываемые одинаковыми по фазе токами в трех фазах обмотки кривые возбуждения поля представлены различною штриховкой на фиг. 416a для обмотки с одной впадиной на полюс и фазу и на фиг. 417a для обмотки с бесконечным множеством впадин, а результирующие их вычерчены жирно на фиг. 416b и 417b. Результирующая получается в виде стоячей переменной волны с периодом, равным одной трети периода основной волны и пульсирующей с трехкратною основною частотою. Ее основная гармоника может быть разложена на две перемещающиеся друг другу навстречу волны, из которых одна неподвижна относительно ротора, а другая вращается относительно него с удвоенной синхронной скоростью. Обратное поле индуктирует в демпферной обмотке токи даже при абсолютно синхронном ходе и холостой работе, и эти токи в большей или меньшей степени уничтожают обратное поле якорных токов трехкратной частоты.



Фиг. 416. Фиг. 417.

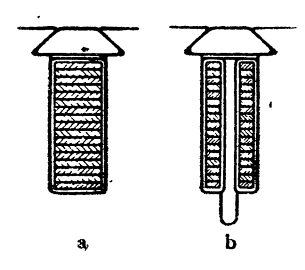
Кривые возбуждения поля третьей гармоники тока при включении треугольником; фиг. 416 $q = 1$, фиг. 417 $q = \infty$.

g. Обмотка возбуждения у турбогенераторов. Мы уже видели в § C 1a, что обмотка ротора у турбогенераторов представляет собою простую катушечную обмотку, изготовляемую отдельно от машины и вкладываемую во впадины ротора. При конструкции AEG с вдвижными зубцами (см. фиг. 104) можно катушки изолировать, пропитывать и спрессовывать до закладывания их во впадины, между тем как при роторах с фрезерованными впадинами витки приходится закладывать порознь, и пропитывать и спрессовывать катушки можно только в роторе.

В большинстве случаев поперек впадины помещают только один проводник (фиг. 418a), чтобы как можно лучше ее использовать и получить крепкие, не слишком узкие лобовые соединения обмотки. Реже укладывают во впадины два проводника рядом. Это бывает необходимо для равномерного распределения лобовых соединений обмотки, когда отнесенное к одному полюсу число обмотанных впадин q нечетно, как это иногда бывает у многополюсных машин. Тогда между рядом лежащими проводниками часто еще оставляют воздушную щель (фиг. 418b), сквозь которую может проходить охлаждающий воздух. В качестве металла для проводников применяют в большинстве случаев ленточную медь шириною около 40 mm, и толщиной от 1 mm и больше. Иногда

для обмоток роторов у турбогенераторов применяется также алюминий, при котором, благодаря его незначительному удельному весу, уменьшаются центробежные усилия. С другой стороны алюминиевая обмотка занимает больше места вследствие своей меньшей электропроводности [Л 165].

Особое внимание следует уделять прочности изоляции. При больших окружных скоростях новейших турбогенераторов, особенно двухполюсных, роторная обмотка под воздействием центробежной силы прижимается с сильным давлением к клиньям впадин и крышкам обмотки. Так как при нагреве машины обмоточный металл расширяется больше, чем изолирующий материал, то с течением времени изоляция может оказаться в буквальном смысле истертой, особенно в тех слоях, которые расположены вблизи клина впадины и обмоточных крышек. Чистая слюда таких механических воздействий не выдерживает и быстро разрыхляется. Предпочитают поэтому применять в качестве изолирующего материала микафолий или слюду с асбестом. Чтобы облегчить перемещение обмотки при вызываемых нагревом изменениях объема, рекомендуется помещать между обмоткою и клином, между обмоткою и крышками, а также между обмоткою и впадиной полоски из латуни. Роторы с бандажами подвергаются в этом отношении меньшей опасности, чем роторы с крышками, но зато последние легче ремонтировать. Надежнее всего можно устранить опасность разрушения изолирующего материала, если устранить частые колебания температуры в обмотке, например, путем применения регулируемой круговой вентиляции (см. фиг. 274 в томе I).



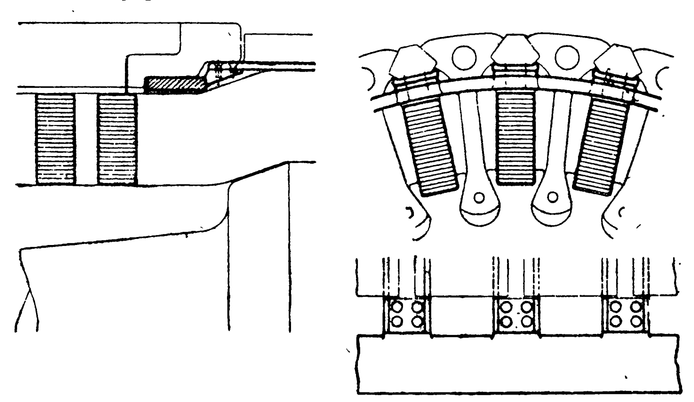
Фиг. 418 a и b. Размещение роторной обмотки во впадине.

Использование турбогенераторов в первую очередь определяется нагревом роторной обмотки. Поэтому, принимая в соображение занимаемое обмоткою пространство и сильные механические воздействия на изолирующий материал, не следует применять слишком высокое напряжение возбуждения. При мощностях вплоть до 15 000 kVA выбирают напряжение 110 V, при больших же мощностях и вплоть до максимальных — 220 V.

При больших числах оборотов, для предотвращения колебаний вала, могущих в конце концов вызвать его поломку, необходимо уже при конструировании самым тщательным образом избегнуть механической асимметрии, в частности и у обмотки. Часто оба контактных кольца ротора, подводящие к обмотке постоянный ток, размещены по обе стороны ротора. Тогда одна половина витка в одной входной впадине не нужна, но все же она должна, в качестве неактивного проводника, находиться в обмотке, чтобы обеспечить полную механическую симметрию.

Демпферные стержни расположены у турбогенераторов между обмоткою и клиньями впадин. Эти стержни следует по возможности распределять вдоль окружности якоря равномерно. При конструкции AEG с вдвижными зубцами демпферные стержни помещены, однако,

в те впадины, в которые уложена обмотка возбуждения. В самом деле, железные стержни, служащие для заполнения необмотанных впадин, должны при этой конструкции занимать не всю ширину впадины, в противном случае зубцы были бы механически нагружены неравномерно; при таких условиях эти стержни не могли бы в магнитном отношении разгружать зубцы, если бы между железным клином и железным стержнем находился немагнитный демпферный стержень. На фиг. 419 более толстыми линиями показана демпферная обмотка большого турбогенератора фирмы Тиссен и К⁰. Демпферные стержни по концам склепаны с демпферным кольцом. Общее сечение их составляет здесь



Фиг. 419. Демпферная обмотка трехфазного турбогенератора на 30 000 кVА. Тиссен и К⁰.

0,07 от сечения якорных стержней, сечение кольца составляет 0,33 от сечения всех демпферных стержней одного полюсного деления. При такой демпферной обмотке, по данным фирмы, машина способна выдерживать однофазную нагрузку между двумя зажимами продолжительно в размере около 30% от номинального тока, а в течение около получаса в размере 50%. Фирма Броун, Бовери и К⁰ обычно изготовляет демпферную обмотку из плоских медных лент, распространяющихся на всю головку роторной обмотки, перекрывающих друг друга и плотно сжимаемых под действием центробежной силы лобовых соединений обмотки, благодаря чему осуществляется надежное электрическое соединение. Конструкцию AEG мы уже описали выше (фиг. 396), когда рассматривали бандажированные роторы этой фирмы [Р 16].

М. Ход расчета машины с явно выраженными полюсами.

Ход расчета синхронной машины мы покажем на примере трехфазного генератора с явно выраженными полюсами, средней мощности, типа, применяемого обычно на небольших электростанциях в соединении с водяными турбинами. Такие машины, как правило, изготовляются без демпферной обмотки, с полюсными наконечниками из листового железа. Номинальные величины проектируемого генератора пусть будут

следующие: кажущаяся мощность 750 kVA, напряжение на зажимах 3150 V, коэфициент мощности $\cos\varphi = 0,7$ при перевозбуждении, частота 50 Hz, число оборотов 1000 в минуту.

Чтобы показать влияние формы полюсного наконечника на полный ток ротора и на кривую поля, мы рассчитаем машину сначала для такой формы полюсного наконечника, при которой в его области получается при холостом ходе синусоидальная кривая поля в предположении бесконечно большой проницаемости железа, а затем для такой формы, при которой длина воздушного промежутка вдоль дуги полюсного наконечника всюду одинакова.

1. При синусоидальной кривой поля в области полюсного наконечника при холостом ходе и $\mu = \infty$.

а. Основные размеры. Число оборотов и частота определяют собою число пар полюсов, а именно $p = 3$. Попытаемся сперва спроектировать машину с отношением $\lambda = l_i/\tau$ согласно фиг. 356, т. е. с

$$\lambda = 0,9.$$

Чтобы определить полюсное деление, найдем отношение $P_{i вн}/fp\lambda$, с помощью которого можно определить полюсное деление по фиг. 358. При среднем значении $\varepsilon_r = 0,12$ мы получаем по урав. (543) $P_{i\,вн} = 1,08\,P_{iN} = 815$ kVA и $P_{i\,вн}/fp\lambda = 6,00$ kW sec. Этой величине соответствует на фиг. 358 полюсное деление

$$\tau = 45 \text{ cm},$$

то-есть диаметр $D = \frac{6 \cdot 45}{\pi} = 86$ cm. Окружная скорость равна 45 m/sec при номинальном режиме и $1,8 \cdot 45 = 81$ m/sec при увеличении числа оборотов на 80%. Таким образом она, согласно § L 2a, еще находится в допустимых пределах. Теоретическая длина якоря оказывается равною

$$l_i = \lambda\tau = 0,9 \cdot 45 = 40,5 \text{ cm}$$

и для удельного окружного усилия по урав. (542) получается тогда 16,5 kJ/m³. Для статора согласно § L 4a мы останавливаемся на 6 пакетах листов по $l' = 6,5$ cm и 5 вентиляционных каналах по $o = 1$ cm Тогда, согласно фиг. 182 тома I, получается

$$l = 6 \cdot 6,5 = 39 \text{ cm и } l_A = 6 \cdot 6,5 + 5 = 44 \text{ cm}.$$

Для осевой длины полюсного наконечника выбираем величину

$$l_P = 42 \text{ cm}$$

и получаем с достаточным приближением по урав. (245) тома I

$$l_i = \frac{l_P + l}{2} = 40,5 \text{ cm}.$$

b. Впадины и обмотка якоря. Установив основные размеры, обратимся к расчету якорных впадин и якорной обмотки. Пусть впадина будет полузакрытой (фиг. 397 b), а обмотка — обыкновенной двухэтажной. Считаясь с данными § L 5, мы для впадин якоря выбираем

$$q=4, \quad N=2pqm=72, \quad t=\frac{\pi D}{N}=3{,}76 \text{ cm}.$$

Чтобы определить размеры впадины, мы должны задаться линейною нагрузкою A и амплитудою индукции B_1. Вычислим сперва их предельные значения по урав. (556 a и b) с точки зрения допустимого ударного тока короткого замыкания. Согласно таблице 16 на стр. 285 наименьшее, еще допустимое относительное реактивное сопротивление при набранных из листов полюсных наконечниках без демпферной обмотки равно $\varepsilon_{r\,min}=0{,}084$. Отсюда и по урав. (557a) мы получаем $E_r/U_N=1{,}06$. При определении ζ мы руководимся согласно § E 2 тем значением для открытой впадины, которое соответствует полузакрытой впадине (взятые в скобки значения в таблице 19 на стр. 473). Мы задаемся $h/a=3{,}5$ (§ L 5c), $\delta_0/\tau=0{,}015$ (§ L 7a с $A/B_1\approx 0{,}043$), $b_p/\tau=0{,}65$ (§ D 1a) и получаем тогда по таблицам 19 и 20

$$1{,}86\,\frac{\lambda_N}{q}=0{,}68 \text{ и } 1{,}86\frac{\lambda_K}{q}=0{,}311\cdot\frac{b_p}{\tau}=0{,}202\,;$$

Для отношения средней длины лобового соединения к полюсному делению мы находим по урав. (555 b)

$$\frac{l_S}{\tau}=2{,}28$$

и находим по таблице 3 на стр. 97

$$\lambda_S\approx\lambda''_S=0{,}32.$$

Тогда мы получаем

$$1{,}86\frac{l_S}{\tau}\frac{\tau}{l_i}\lambda_S=1{,}51,$$

далее по урав. (555 a)

$$\zeta=0{,}680+0{,}202+1{,}51=2{,}39$$

и, наконец, по урав. (556 a) и (556 b)

$$A\geqslant 275 \text{ A/cm}, \quad B_1\leqslant 9200 \text{ гауссов}.$$

Согласно § L 3a мы выбираем

$$B_1=7500 \text{ гауссов}.$$

По результирующей ЭДС E_r согласно урав. (157) тома I и урав. (200) мы вычисляем число последовательно соединенных витков одной фазы

$$w=\frac{1}{2\sqrt{2}f\zeta}\cdot\frac{E_r}{U_N}\cdot\frac{U_N}{\tau l_i B_1}\,.$$

Выбирая соединение звездою ($U_N = 3150/\sqrt{3} = 1815$ V) мы получаем при $E_r/U_N = 1{,}08$

$$w \approx 107.$$

Если мы поместим в одной впадине $s = 9$ проводников, то обмотка будет выполнима с числом витков

$$w = pqs = 108.$$

При

$$I_N = \frac{P_{iN}}{3\,U_N} = 137{,}5 \text{ A}$$

мы получаем для линейной нагрузки

$$A = 2\,wm\,\frac{I_N}{\pi D} = 330 \text{ A/cm}$$

и при $E_r/U_N = 1{,}08$ теперь получается

$$B_1 = 7460 \text{ гауссов.}$$

Для определения сечения проводников мы по таблице 22 на стр. 544 задаемся плотностью тока

$$J = 3{,}2 \text{ A/mm}^2$$

и получаем для проводников

$$q = \frac{I_N}{J} = 43 \text{ mm}^2.$$

Прежде чем определить форму сечения, мы должны найти по урав. (561) ширину впадины, выбрав кажущуюся индукцию в зубцах $B'_{Z\max}$ согласно таблице 21 на стр. Если мы положим $B'_{Z\max} = 16\,000$ гауссов и $B_L \approx B_1 = 7460$ гауссов (см. фиг. 158 b), то получим по урав. (561) ширину впадины $a = 1{,}73$ cm. Возьмем

$$a = 1{,}7 \text{ cm}.$$

Обмотку мы изготовляем из многожильного провода и помещаем 9 проводников во впадине друг над другом. Изолируем обмотку от впадины миканитовой гильзой, толщиною 2 mm и получаем при ширине проводника $b = 11$ mm, а вместе с изоляцией 12 mm (1 mm уходит на изоляцию лентой и пропитку проволок лаком, см. [Л 20], запас, в общей сложности равный 1 mm. Сечение меди многожильного проводника составляет только 0,85 от прямоугольника, описанного вокруг голого проводника. Таким образом мы получаем для высоты голого проводника

$$\frac{q}{0{,}85b} = \frac{43}{0{,}75 \cdot 11} \approx 4{,}5 \text{ mm}$$

или вместе с изоляцией 5,5 mm. Для высоты впадины получается (см. фиг. 70 и 397 b) $h_1 = 49{,}5$, $h_3 = 3{,}5$, $h_4 = 1$; общая высота впа-

дины оказывается равною $h = 59$ mm. Ширину прореза мы полагаем равною $s = 4$ mm. Тем самым размеры впадины определены. Проверим еще плотность тока

$$J = \frac{137,5}{0,85 \cdot 4,5 \cdot 11} = 3,28 \text{ A/mm}^2$$

и произведение $JA = 1080$ A/mm² × A/cm, которым определяется нагрев, чтобы убедиться, что согласно таблице 22 на стр. 478 мы в праве сохранить полученные для обмотки данные.

Наконец, вычислим активное и реактивное сопротивления обмотки. При магнитной проводимости $\lambda_N = 1,76$ по урав. (379) тома I реактивное сопротивление от рассеяния впадины равно по урав. (376) тома I

$$X_N = 0,545\ \Omega,$$

в критическое мгновение ударного тока короткого замыкания (открытая впадина)

$$X_{N\mathrm{kr}} = 0,429\ \Omega.$$

Для рассеяния головки зубца при $\delta/\tau \approx 0,015$, $t/s = 9,40$ и $b_p/\tau \approx 0,65$ мы получаем по урав. (128) $\lambda_K = 0,467$ и для реактивного сопротивления от рассеяния от головки зубца по урав. (399) тома I

$$X_K = 0,145\ \Omega.$$

Для коэфициента магнитной проводимости лобового рассеяния мы получаем при размещении лобовых соединений обмотки, согласно первой графе для двухэтажных обмоток в таблице 2 на стр. 96 по урав. (129a)

$$\lambda''_S = D - F\frac{\tau}{l_S} = 0,320.$$

По урав. (129) при $\rho \approx 1$ (фиг. 75), $\varkappa = 0,93$ ($u/\tau = 80$, фиг. 80) и $\sigma = 1$ получается коэфициент проводимости

$$\lambda_S = 0,93 \cdot 0,32 = 0,297$$

и по урав. (418) тома I реактивное сопротивление от лобового рассеяния

$$X_S = 0,935\ \Omega.$$

Общее реактивное сопротивление от рассеяния равно, таким образом,

$$X_\sigma = X_N + X_K + X_S = 1,62\ \Omega,$$

напряжение рассеяния

$$X_\sigma I_N = 222 \text{ V}$$

или

$$\varepsilon_r = \frac{222}{1815} = 0,122 \approx 0,12,$$

как мы и предположили вначале.

Ударный ток короткого замыкания определяется приблизительно реактивным сопротивлением рассеяния

$$X_{\sigma kr} = X_{Nkr} + X_K + X_S = 1{,}50\ \Omega.$$

Отсюда для ударного тока короткого замыкания, отнесенного к амплитуде номинального тока, получается по урав. (290)

$$\frac{i_{kr}}{\sqrt{2}\, I_N} = 11{,}8,$$

то-есть, на 21,3% меньше допустимого верхнего предела по § 44 „Правил и Норм“.

Омическое сопротивление одной фазы якорной обмотки по урав. (319 а) тома I при $\rho = 0{,}0210$ (70° С) оказывается равным

$$R_g = 0{,}157\ \Omega.$$

Так как для обмотки мы выбрали провод многожильный, то это значение приблизительно сохраняет силу и для истинного сопротивления Добавочные потери мы, согласно сказанному в § В 7, берем равными 0,6% от номинальной мощности и получаем для активного сопротивления якорной обмотки

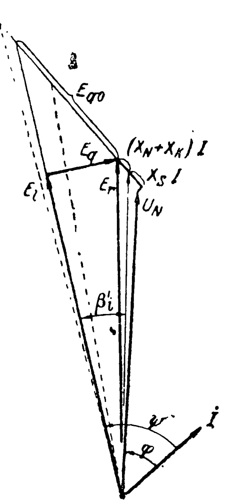
$$R = R_g + \frac{0{,}006\, P_{iN}}{3\, I_N^2} = 0{,}236\ \Omega,$$

для активного падения напряжения

$$RI_N = 32\ \text{V}.$$

Мы можем теперь построить диаграмму напряжений при номинальной работе (фиг. 420). Из нее мы получаем результирующую ЭДС

$$E_r = 2000\ \text{V},\quad E_r/U_N = 1{,}1.$$



Фиг. 420. Диаграмма напряжений при номинальном режиме ---------- положение E_l для случаев 2а и b, см. стр. 544—546

Отсюда окончательно получается по урав. (157) тома I

$$B_1 = 7560\ \text{гауссов}$$

и по урав. (553а)

при $A = 330$ A/cm $\sigma = 0{,}707$ $\xi_1 A B_1 = 16{,}9$ kJ/m^3.

c. Тело якоря, воздушный промежуток и ротор. По таблице 21 на стр. 476 мы полагаем среднюю индукцию в теле статора равной

$$B_A = 12\,500\ \text{гауссов}$$

и получаем отсюда высоту тела статора по урав. (216 b) тома I

$$r = \frac{\tau}{\pi}\,\frac{l_i}{k_E l}\,\frac{B_1}{B_A} = 10\ \text{cm}.$$

Таким образом наружный диаметр статора

$$d = D + 2h + 2r = 118 \text{ cm}.$$

Длину воздушного промежутка под серединой полюса вычисляем по урав. (580) и получаем

$$\frac{\delta_0}{\tau} \approx 0{,}35 \frac{A}{B_1} = 0{,}0154, \ \delta_0 \approx 0{,}695 \text{ cm}.$$

Полагаем

$$\delta = 0{,}7 \text{ cm}.$$

Вычисляем по урав. (236) тома I коэфициент Картера $k_C = 1{,}012$ и получаем для теоретической длины воздушного промежутка δ_0 под серединою полюса величину:

$$\delta_0 = k_C \delta = 0{,}71 \text{ cm и } \delta_0/\tau = 0{,}0158.$$

Очертание полюсного наконечника мы определяем по урав. (184a). Отношение полюсной дуги к полюсному делению полагаем равным по § D1a

$$b_P/\tau = 0{,}65, \quad b_P = 29{,}2 \text{ cm}$$

и закругляем края полюсного наконечника радиусом $r = \delta_0$. Чтобы приблизительно определить сечение полюсного сердечника, мы полагаем

$$\Phi_K \approx 1{,}2\,\Phi_1 \approx 1{,}2 \frac{2}{\pi} \tau l_i B_1 = 0{,}105 \text{ V sec},$$

находим индукцию в полюсном сердечнике по таблице 21

$$B_K \approx 16\,000 \text{ гауссов}$$

и получаем ширину полюсного сердечника

$$b_K \approx \frac{\Phi_K}{l_P B_K} = 15{,}5 \approx 15 \text{ cm}.$$

Вычертив поперечный разрез через машину, мы находим для высоты полюсного наконечника (см. фиг. 142)

$$h_P = 5{,}0 \text{ cm}.$$

Высоту полюсного сердечника выберем так, чтобы можно было взять катушки прямоугольного сечения, и следовательно, применить обмотку из медной ленты. Если мы при этом предположим, что наружная изолирующая оболочка катушки будет иметь толщину 3 mm, включая запас, то по урав. (588a и b) с обозначениями, там же указанными, получается

$$H = 23{,}5 \text{ cm}, \ h = 12 \text{ cm и } b = 7 \text{ cm}.$$

Остановимся на высоте полюсного сердечника

$$h_K = 14 \text{ cm},$$

чтобы оставить место для могущего понадобиться закрепления обмотки: мы должны еще проверить, достаточно ли для размещения обмотки возбуждения максимально возможное сечение одной стороны катушки $hb = 12 \cdot 7 = 84 \text{ cm}^2$.

Отношение полного тока холостого хода к удвоенному напряжению воздушного промежутка при холостом ходе равно, согласно § E1f, $\frac{\Theta_0}{2U_L} = \frac{1}{0{,}83}$, отношение — полного тока ротора при номинальном режиме с $\cos\varphi = 0{,}7$ (перевозбуждение) к полному току ротора при номинальном токе с $\cos\varphi = 0$ (перевозбуждение) равно согласно фиг. 232 $\frac{\Theta_{N\varphi}}{\Theta_{N\pi/2}} = 0{,}92$. Мы вычисляем отношение η по урав. (279a) при $\Theta'_{AN} = k_l \Theta_{AN} = 0{,}86 \cdot 12\,850$ A и $2U_L = 1{,}235 \cdot 7560 = 8560$ A (согласно фиг. 158b имеем $B_L \approx B_1$) и получаем $\eta = 1{,}07$, находим по фиг. 230 отношение $\frac{\Theta_{N\frac{\pi}{2}}}{\Theta_0} = 2{,}30$ и приходим таким образом к значению

$$\Theta_N = \Theta_{N\varphi} = \frac{2{,}30 \cdot 0{,}92}{0{,}83} \cdot 8560 \text{ A} = 21\,900 \text{ A}.$$

При обмотке возбуждения из круглой проволоки мы можем рассчитывать на коэфициент заполнения медью $\varepsilon = 0{,}65$, при обмотке из медной ленты — примерно на $\varepsilon = 0{,}85$. В первом случае чистое сечение меди равнялось бы

$$f = \varepsilon hb = 54{,}5 \text{ cm}^2,$$

во втором

$$f = 71 \text{ cm}^2.$$

Плотность тока равнялась бы тогда по урав. (587a') в первом случае

$$J = \frac{\Theta_N}{2} \frac{1}{100 f} = 2{,}00 \text{ A/mm}^2,$$

во втором

$$J = 1{,}54 \text{ A/mm}^2.$$

Выгоднее было бы, конечно, изготовить обмотку из медной ленты; мы исследуем ниже, при каких условиях она применима. Во всяком случае, мы убеждаемся, что можем сохранить выбранную высоту полюсного сердечника.

Далее мы еще определяем минимальное сечение ярма (литая сталь). Положив согласно таблице 21

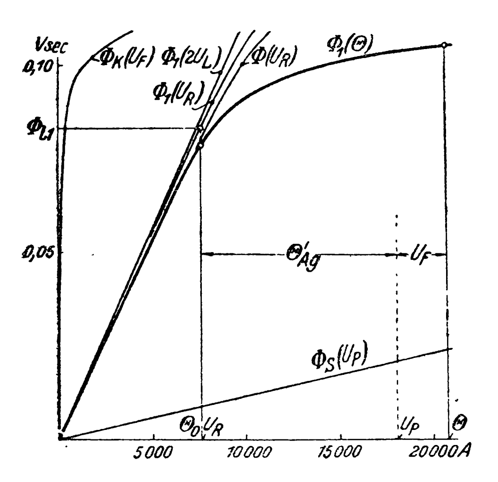
$$B_J \approx 14\,000 \text{ гауссов},$$

находим

$$Q_J = \frac{\Phi_K}{2B_J} = 37{,}5 \text{ cm}^2.$$

d. Характеристика холостого хода. Теперь определились все размеры машины, и мы можем построить характеристику холостого хода. При этом мы допустим, что ни по конструктивным соображениям, ни для увеличения махового момента нет надобности увеличить найденное в конце предыдущего параграфа минимальное сечение ярма.

Правильнее всего исходить при этом из индукции в воздушном промежутке под серединою полюса B_L. Для этой последней мы по известному нам способу находим магнитные напряжения $2\,U_L$ и $2\,U_Z$. Для вычисления U_A нам надо знать общий поток, который мы находим по выражению $\Phi = \alpha\tau l_i B_L$, причем берем α из фиг. 158 a. α зависит от отношения $U_R/2U_L$, которое мы в первом приближении принимаем равным $\frac{U_R}{2\,U_L} \approx 1 + 2\frac{U_Z}{U_L}$, положив $\frac{U_A}{2\,U_L} \approx \frac{U_Z}{U_L}$. Из Φ мы получаем среднюю индукцию в теле якоря B_A, с помощью которой вычисляем по урав. (113) и фиг. 55 напряжение тела якоря B_A и в первом приближении $U_R = 2U_L + 2U_Z + U_A$. Тогда мы можем непосредственно вычислить во втором приближении α, U_A и U_R, и если это нужно, уточнить расчет еще больше. При помощи окончательного значения $U_R/2\,U_L$ мы находим по фиг. 158 b отношение B_1/B_L и получаем B_1 и по урав. (200) поток основной гармоники Φ_1.



Фиг. 421a. Характеристики; машина с приблизительно синусоидальною кривою поля при холостом ходе (случай 1).

Далее мы строим картину поля в пеперечном разрезе через машину (см. фиг. 146) и получаем по урав. (187) прямую потока рассеяния $\Phi_S(U_P)$. При холостом ходе имеем $U_P = U_R$. Затем мы находим для потока в теле ротора $\Phi_K = \Phi + \Phi_S$ соответственное магнитное напряжение U_F согласно сказанному в § II G 4 тома I. Если мы при этом найдем Φ_S по магнитному напряжению U_R, соответствующему потоку Φ_1, то $\Theta = U_R + U_F$ представит собою необходимый для потока Φ полный ток ротора, при котором возникает также соответствующий тому же U_R поток Φ_1. Кривые $\Phi\,(U_R)$, $\Phi_1(2\,U_L)$, $\Phi_1(U_R)$, $\Phi_S(U_P)$, $\Phi_K(U_F)$ и $\Phi_1(\Theta)$ мы откладываем в прямоугольной системе координат (фиг. 421a); последняя кривая является характеристикой холостого хода.

Полный ток при холостом ходе и номинальном напряжении равен $\Theta_0 = 8800$ А, отношение $U_R/2\,U_L = 1{,}052$.

e. Полный ток ротора при нагрузке; изменение напряжения. Строим диаграмму напряжений (фиг. 420), согласно § D 2, при номинальном режиме, причем в первом приближении находим $k_q \approx k_{q\infty} = 0{,}37$ по фиг. 172 b. Тогда результирующий поток оказывается равным $\Phi_1 = 0{,}0875$ V sec. Ему соответствуют по кривой $\Phi_1(U_R)$ значение $U_R = 9150$ A и $2\,U_L = 8600$ A. Следовательно

$$\frac{U_R}{2\,U_L} = 1{,}06.$$

Пользуясь этим отношением, мы находим по фиг. 173

$$\frac{k_q}{k_{q\infty}} = 0{,}90$$

и получаем

$$k_q = 0{,}90 \cdot 0{,}37 = 0{,}333.$$

Отсюда мы находим для определения E_{q0} действующий полный ток якоря

$$\Theta'_A = k_q \Theta_A = 0{,}333 \cdot 12\,850 = 4280 \text{ A},$$

при помощи которого находим из нижней части характеристики холостого хода

$$E_{q0} = 920 \text{ V}.$$

Из определившейся тем самым диаграммы напряжений (фиг. 420) мы получаем

$$\cos\psi = 0{,}478, \quad \sin\psi = 0{,}876.$$

Теперь мы можем вычислить действующий продольный ток по урав. (210 b). Мы находим по фиг. 173 при $U_R/2\,U_L = 1{,}06$

$$\frac{k_l}{k_{l\infty}} = 0{,}975, \quad k = 0{,}00105$$

и по фиг. 172 b при $b_P/\tau = 0{,}65$, $k_{l\infty} = 0{,}86$, так что

$$k_l = 0{,}86 \cdot 0{,}975 = 0{,}838$$

и по урав. (210 b)

$$\Theta'_{Ag} = 9420 + 410 = 9830 \text{ A}.$$

Сложив этот действующий обратный полный ток якоря с магнитным напряжением $U_R = 8900$ A, которое по кривой $\Phi_1(U_R)$ соответствует результирующей продольной ЭДС $E_l = 1950$ V (фиг. 420), мы получаем для напряжения между краями полюсных наконечников

$$U_P = U_R + \Theta'_{Ag} = 18\,730 \text{ A}.$$

Магнитное напряжение вдоль ротора U_F нужно найти по кривой $\Phi_K(U_F)$ при $\Phi_K = \Phi_l + \Phi_S$, причем Φ_S представляет собою поток рассеяния, соответствующий U_P. Мы получаем

$$U_F = 3200 \text{ A}$$

и, наконец, полный ток ротора при номинальном режиме

$$\Theta = U_P + U_F = 21\,930 \text{ A}.$$

По характеристике холостого хода мы находим для ЭДС, которая соответствует полному току $\Theta = 21\,930$ A,

$$U_0 = 2{,}3 \cdot 10^4 \cdot \Phi_{01} = 2420 \text{ V}.$$

Отсюда для изменения напряжения при номинальном режиме получается

$$v = \frac{U_0 - U_N}{U_N} = 0{,}333.$$

f. Окончательный расчет обмотки возбуждения. Согласно § 41 „Правил и норм“, возбуждение генератора должно быть рассчитано с таким запасом, чтобы он способен был в нагретом состоянии генерировать номинальное напряжение при номинальных значениях числа оборотов, коэфициента мощности и напряжения возбуждения и при 20%-ной перегрузке, а по германским правилам REM — при 25%-ной перегрузке током. Необходимый для этого последнего условия полный ток ротора должен быть определен так же, как полный ток при номинальном режиме. Мы получаем

$$\Theta_{1,25} = 26\,400 \text{ A}.$$

Посмотрим теперь, применима ли в данном случае обмотка из медной ленты. При 1,25-кратной перегрузке имеем $P_{i\,вн}/fp\lambda = 7{,}5$ kWsec. Сообразно с этим и согласно фиг. 358 обмотка из медной ленты выполнима при $p = 3$ и примерно $qU_E = 2800$ mm²V. Для ширины b одной стороны катушки при максимальном ее сечении мы получили в § с 70 mm. При такой ширине как раз еще применима медная лента [урав. (589a)]. Минимальная толщина проводника по урав. (589 b) равна приблизительно $d = 0{,}5 + \frac{70}{100} = 1{,}2$ mm и минимальное сечение проводника равно $q = d \cdot b = 84$ mm². Напряжение возбуждения должно было бы, следовательно, составлять $U_E = \frac{2800}{84} = 33$ V.

Так как при допущенной ширине 70 mm обмотка очень значительно выступает за очертания полюсного наконечника, то ее пришлось бы особо предохранить от воздействия центробежных сил. Чтобы избегнуть этой необходимости, попытаемся сократить ширину сторон катушки до

$$b = 40 \text{ mm}.$$

Тогда минимальная толщина проводника равнялась бы

$$d = 0,5 + \frac{40}{100} \approx 1 \text{ mm},$$

а минимальное сечение

$$q = 40 \text{ mm}^2.$$

Напряжение возбуждения должно было бы равняться примерно

$$U_E \approx \frac{2800}{40} = 70 \text{ V}.$$

Но найденное по фиг. 358 произведение qU_E действительно только с известным приближением. Точное напряжение возбуждения мы должны вычислить по урав. (587). При этом надо подставить удельное сопротивление ρ для предельной температуры обмотки возбуждения, которая по нормам не должна превышать 100° C ($\rho \approx 0,023\ \Omega$ mm²/m). Средняя длина витка равна при изолирующем слое между полюсным сердечником и обмоткою толщиною 2 mm

$$U_m \approx 1,32 \text{ m},$$

и мы получаем по урав. (587) для требующегося напряжения возбуждения

$$U_E \approx \frac{0,023 \cdot 1,32 \cdot 3 \cdot 26400}{40} = 60 \text{ V}.$$

При таком напряжении и 1,25-кратной перегрузке нет уже надобности вводить сопротивление перед обмоткою возбуждения. Мы окончательно останавливаемся на

$$U_E = 65 \text{ V}.$$

Толщина проводника, включая изоляцию, составляет $d' = 1,2$ mm. Для высоты катушки, за вычетом ширины изолирующего слоя между обмоткою и железом, еще остается в распоряжении

$$h = 140 - 2 \cdot 2 = 136 \text{ mm}.$$

Следовательно, на каждом полюсе можно уместить

$$\frac{w}{2} = \frac{136}{1,2} = 113 \text{ витков}.$$

Сопротивление обмотки возбуждения равно по урав. (743а) тома I

при 20° C с $\rho = 0,0176\ \Omega$ mm²/m: $r_{20} = 0,394\ \Omega$,

при 100° C с $\rho = 0,023\ \Omega$ mm²/m: $r_{100} = 0,515\ \Omega$.

Ток возбуждения равен при перегрузке:

$$i = \frac{\Theta_{1,25}}{w} = \frac{26400}{226} = 117 \text{ A},$$

при номинальной нагрузке

$$i = \frac{\Theta_N}{w} = \frac{22000}{226} = 97,5 \text{ A}$$

при холостом ходе

$$i = \frac{\Theta}{w} = \frac{8800}{226} = 39 \text{ A},$$

и добавочное сопротивление при теплой обмотке и 1,25-кратной перегрузке должно равняться

$$r_v = \frac{65}{117} - 0,515 = 0,040 \ \Omega;$$

при номинальной нагрузке

$$r_v = \frac{65}{97,5} - 0,515 = 0,152 \ \Omega,$$

при холодной обмотке и холостом ходе

$$r_v = \frac{65}{39} - 0,394 = 1,28 \ \Omega.$$

Вычислим еще превышение температуры обмотки возбуждения при номинальном режиме. Согласно (595) среднее превышение температуры равно

$$\vartheta_w = \frac{1}{12}\frac{q\Delta^2}{k} + \frac{q\Delta}{2h} + \vartheta_A.$$

При коэфициенте заполнения медью $\varepsilon = \frac{d}{d'} = \frac{1}{1,2} = 0,835$, плотности тока $J = \frac{97,5}{40} = 2,44$ A/mm² и удельном сопротивлении $\rho = 0,023$ Ω mm²/m имеем по урав. (593a)

$$q = \varepsilon J^2 \rho = 0,114 \text{ W/cm}^3.$$

Ширина катушки равна $\Delta = 4$ cm, результирующая теплопроводность, согласно сказанному в § II O 2b тома I, равна

$$k = \frac{d}{d'} k_{Cu} = 0,835 \cdot 3,75 = 3,13 \text{ W/grad} \cdot \text{cm}$$

и коэфициент теплоотдачи по фиг. 287 тома I при окружной скорости, соответствующей синхронному числу оборотов, $v = 45$ m/sec, равен

$$h = 9 \cdot 10^{-3} \text{ W/grad} \cdot \text{cm}^2.$$

При подогреве $\vartheta_A = 20°$ C мы получаем превышение температуры

$$\vartheta_W = \frac{1}{12} \cdot \frac{0,114 \cdot 4^2}{3,13} + \frac{0,114 \cdot 4}{2 \cdot 9 \cdot 10^{-3}} + 20 = 0,049 + 25,5 + 20 \approx 46° \text{ C};$$

оно значительно ниже допустимого предельного превышения температуры 65° C.

g. Кривая поля при нагрузке. О нахождении кривой поля при нагрузке мы не будем здесь говорить подробно, так как посвятили этому вопросу достаточно много внимания в §§ D1b,c и D5. Поясним только вкратце применение таблиц и чертежей, приведенных в §§ D1b и D5, к определению долей участия поля ротора F, продольного поля статора L и поперечного поля статора Q в междуполюсном пространстве. При этом надо помнить, что форма полюсного наконечника у нашей машины рассчитана на приблизительно синусоидальную при холостом ходе кривую поля, что края полюсного наконечника закруглены радиусом $r = \delta_0$ и что $b_p/\tau = 0{,}65$ и $\delta_0/\tau = 0{,}0158$.

По урав. (191b) имеем

$$\delta'_K = \frac{\delta_0}{\sin(0{,}350 + 0{,}0316)\,90^\circ} = \frac{\delta_0}{0{,}565},$$

так что по урав. (188b)

$$P = \frac{0{,}0158}{0{,}35 \cdot 0{,}565} = 0{,}08$$

и, наконец, так как $r = \delta_0$,

$$\frac{r}{\delta'_K} = 0{,}565.$$

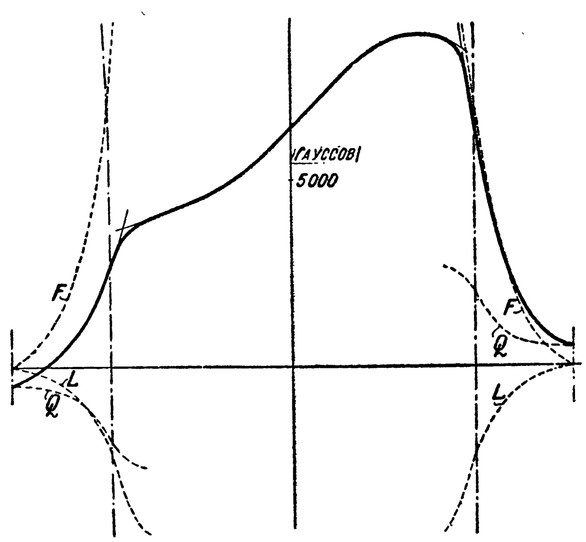
Мы покажем сперва применение кривых фиг. 148 для определения поля полюсного колеса F в междуполюсном пространстве. Так как на этом чертеже не приведено ни одной кривой с параметром $P = 0{,}08$, то нам нужно сперва построить $Y(X)$ для острых полюсных краев и параметра $P = 0{,}08$. Если требуется возможно большая точность, то целесообразно построить еще интерполяционные кривые $Y(P)$ при различных параметрах X, по которым мы можем найти значения Y при абсциссе $P = 0{,}08$ и отложить их, как функцию от X (см. фиг. 148). Затем мы находим по фиг. 149 при $r/\delta'_K = 0{,}565$ ординату Y для $X = 1$ (край полюса) и приводим через эту точку кривую, которая прилегает к кривой $Y(X)$ для острых краев полюса подобно тому, как жирно вычерченные кривые прилегают к тонким кривым на фиг. 148. Чтобы получить в гауссах масштаб кривой поля, ординаты полученных этим путем кривых нужно еще умножить согласно уравн. (191a) на

$$\frac{\delta_0}{\delta'_K}\frac{U_R}{2U_L}B_L = 0{,}565\,\frac{U_R}{2 \cdot 0{,}8\,\delta_0} = \frac{0{,}565}{2}\,\frac{18800}{0{,}8 \cdot 0{,}71} = 9350 \text{ гауссов.}$$

Но в данном случае удобнее определить кривую поля в междуполюсном пространстве по кривым фиг. 152, которые непосредственно действительны при той форме полюсного наконечника, какою мы задались для нашего примера. На фиг. 152 имеется и для принятого в нашем примере отношения кривая $b_p/\tau = 0{,}65$; но у нас длина воздушного промежутка δ_0 равна $0{,}0158\,\tau$, тогда как кривые фиг. 152 построены для $\delta_0 = 0{,}0150\,\tau$. Влияние длины воздушного промежутка на кривую поля в междуполюсном пространстве показано на фиг. 153 для $b_p/\tau = {}^2/_3$. Приблизительно в той же мере скажется изменение его

длины и при других значениях b_P/τ. Мы можем поэтому пересчитать кривую Π_F при $b_P/\tau = 0{,}65$ и $\delta_0/\tau = 0{,}015$ (фиг. 152) на $\delta_0/\tau = 0{,}0158$. При этом оказывается, что изменение воздушного промежутка с $0{,}0150\,\tau$ на $0{,}0158\,\tau$ практически не имеет значения, так что кривая для $b_P/\tau = 0{,}65$ на фиг. 152 может непосредственно быть использована и для нашего примера. Мы получаем b_L (кривую поля в междуполюсном пространстве), умножая Π_F в Gcm/A на

$$\frac{U_P}{2\delta_0} = \frac{18800}{2 \cdot 0{,}71} = 13200 \text{ A/cm}.$$



Фиг. 421b. Кривая поля и ее составляющие в междуполюсном пространстве (случай 1).

Найденная по этому простому способу кривая поля практически совпадает с тою кривой, способ определения которой на основании фиг. 148, мы указали выше. На фиг. 421b кривая эта показана черточками и обозначена буквою F.

Для определения составляющей кривой поля в междуполюсном пространстве, возбуждаемой продольным и поперечным полными токами статора, мы могли бы исходить из кривых фиг. 181 $[\Pi_l(X)]$ или фиг. 186 $[\Pi_q(X)]$, если бы случайно отношение полюсной дуги к полюсному делению b_P/τ у нашей машины равнялось $^2/_3$. Так как оно не точно равняется этой дроби, то мы должны исходить из кривых фиг. 182 (Π'_l) и фиг. 187 (Π'_q), найти путем интерполяции кривую Π'_l и Π'_q для $P = 0{,}08$ сперва для острых краев полюсов и отложить их в виде функции от X. Для закругленных в действительности краев полюсов Π'_l и Π'_q нужно при $X = 1$ уменьшить в той же мере, что и отношение индукций Y для составляющей поля ротора, и провести через эту точку

кривую, которая прилегает к кривой для острых краев полюсов подобно тому, как жирно вычерченные кривые прилегают к тонким кривым на фиг. 182 и 187. Умножая ординаты полученных по этому способу кривых $\Pi'_l(X)$ и $\Pi'_q(X)$ на

$$\sin\left(\frac{2x}{\tau - b_P} \cdot \frac{\tau - b_P}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}\right) = \sin(X\,31{,}5^\circ) \text{ и } \cos(X\,31{,}5^\circ),$$

мы получаем кривые $\Pi_l(X)$ и $\Pi_q(X)$, соответствующие кривым на фиг. 181 и 186. По ним мы находим кривую поля, умножая ординаты на

$$\frac{\Theta_{Al}}{2\delta'_K} = 0{,}565\frac{\Theta_A \sin\psi}{2\delta_0} = 0{,}565\frac{12850 \cdot 0{,}876}{2 \cdot 0{,}71} = 4480 \text{ A/cm}$$

и

$$\frac{\Theta_{Aq}}{2\delta'_K} = 0{,}565\frac{12850 \cdot 0{,}478}{2 \cdot 0{,}71} = 2440 \text{ A/cm}.$$

Но в данном случае удобнее найти кривую поля по кривым $\Pi_{l0}(2x/\tau)$ фиг. 183 и $\Pi_{q0}(2x/\tau)$ фиг. 188, которые действительны при той же форме полюсного наконечника, как у нашей машины, и том же отношении полюсной дуги к полюсному делению $b_P/\tau = 0{,}65$, но при $\delta_0/\tau = 0{,}0150$. Влиянием несколько большей в нашем примере длины воздушного промежутка, а именно $\delta_0/\tau = 0{,}0158$, практически можно пренебречь. Поэтому кривые для $b_P/\tau = 0{,}65$ на фиг. 183 и 188, будучи умножены на

$$\frac{\Theta_{Al}}{2\delta_0} = \frac{12850 \cdot 0{,}876}{2 \cdot 0{,}71} = 7930 \text{ A/cm}$$

и

$$\frac{\Theta_{Aq}}{2\delta_0} = \frac{12850 \cdot 0{,}478}{2 \cdot 0{,}71} = 4320 \text{ A/cm},$$

представляют собою кривые поля, соответствующие продольному или поперечному полным токам статора. Они показаны на фиг. 421 b черточками и обозначены буквами L и Q. Так как машина перевозбуждена, то продольное поле статора должно противодействовать полю ротора.

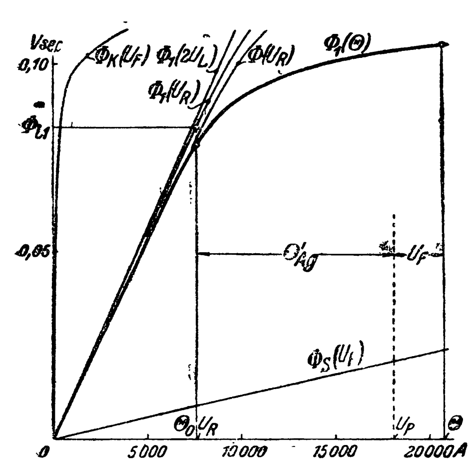
Сумма трех составляющих поля показана на фиг. 421 b, до границы полюсного наконечника (тонкие линии). При этом знак поперечного поля статора определяется из кривой поля в области полюсного наконечника, найти которую нужно согласно сказанному в § D 5 c и которая на фиг. 421 b показана до границы междуполюсного пространства. На границах полюсных наконечников (отмеченных на фиг. 421 b штрих-пунктирными линиями) обе кривые должны переходить одна в другую (это показано жирными линиями на фиг. 421 b), причем надо иметь в виду, что в этом месте кривая, найденная из картины поля в междуполюсном пространстве, надежнее, чем найденная для области полюс-

ного наконечника согласно § D 5 c. В самом деле, в указанном параграфе предположено, что линии индукции переходят от поверхности полюсного наконечника к поверхности якоря радиально, но вблизи краев полюсного наконечника это не совсем так, о чем свидетельствуют фиг. 146, 180 и 185.

Анализ кривой дает для основной гармоники $B_{1l} = 7300$, $B_{1q} = 1720$, $B_1 = 7500$ гауссов, то есть приблизительно значение $B_1 = 7560$ гауссов, которое и было положено в основу расчета. B_{1l} и B_{1q} дают ЭДС-ы $E_{1l} = 1950$ V (как выше), $E_{1q} = 458$ V (выше было 440). Далее имеем $E_r = 1995$ V (выше было 2000). Все они приблизительно соответствуют значениям векторной диаграммы. Поток кривой поля равен $\Phi_r = 0{,}0855$ V sec он требует напряжения тела якоря $U_A \approx 150$ A в отличие от напряжения $U_A = 138$ A, положенного в основу вычисления кривой поля. Это расхождение, которое надо признать незначительным, если принять во внимание ненадежность, присущую вычислению напряжения тела якоря влияет на кривую поля весьма слабо.

2. При постоянной длине воздушного промежутка вдоль полюсной дуги.

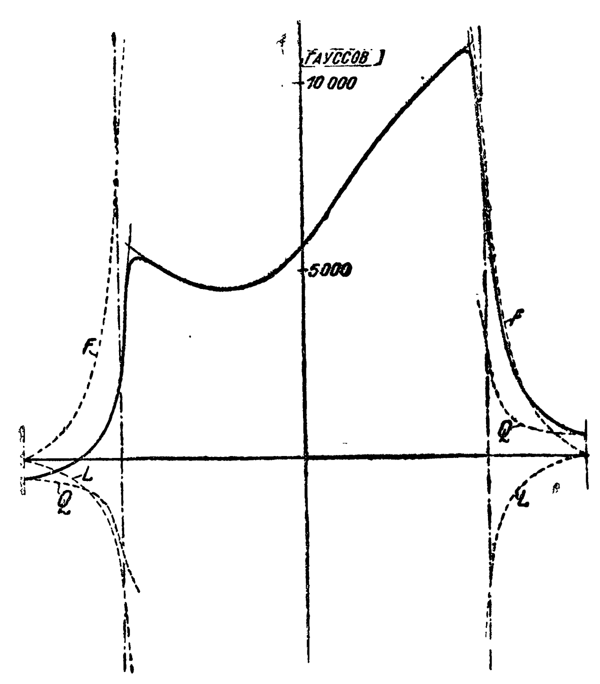
Ход расчета при постоянной длине воздушного промежутка вдоль полюсной дуги нисколько не отличается от указанного в предыдущем параграфе. Мы поэтому опустим здесь детали расчета, но приведем его результаты, чтобы машину с постоянной длиной воздушного промежутка (случай 2) сравнить с машиною, рассчитанною на синусоидальную кривую поля в области полюсного наконечника при холостом ходе и бесконечно большой проницаемости якорного железа (случай 1). При этом пусть в обоих случаях мы имеем один и тот же статор, одну и ту же полюсную дугу, а именно $b_p/\tau = 0{,}65$, и один и тот же радиус закругления краев полюсного наконечника $r = \delta_0$.



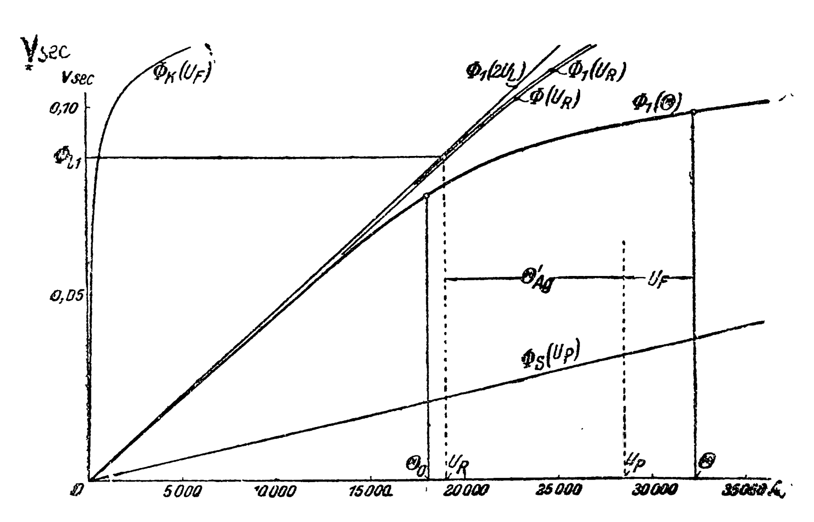
Фиг. 422 а. Характеристики; машина с неизменной длиной воздушного пространства $\delta_0 = 0{,}0158\,\tau$ (случай 2а).

Сечение полюсных сердечников мы возьмем таким, чтобы магнитное напряжение в роторе U_F незначительно отличалось от того значения, которое оно имеет в случае 1.

Случай 2 (постоянная длина воздушного промежутка вдоль полюсной дуги) мы рассмотрим в двух вариантах: при первом из них эта длина δ_0 такова же (случай 2а), как под серединою полюса в случае 1,

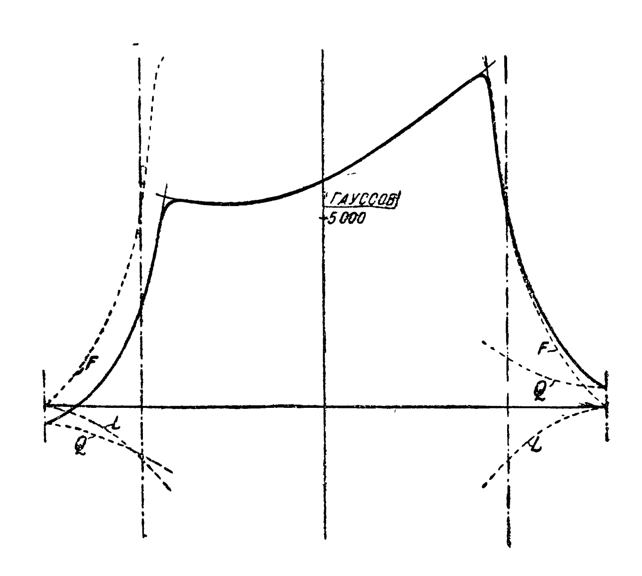


Фиг. 422 b. Кривые поля и ее составляющие в междуполюсном пространстве (случай 2 a).



Фиг. 423 a. Характеристики; постоянная, но увеличенная длина воздушного промежутка $\delta_0 = 0{,}04\,\tau$ (случай 2 b).

то-есть $\delta_0/\tau = 0{,}0158$. Тогда мы получаем согласно сказанному в § L 7а значительно большее искажение поля под полюсным наконечником, чем в случае 1. Во втором варианте (случай 2 b) мы зададимся такою длиной воздушного промежутка, чтобы максимальное значение индукции при номинальном режиме было примерно таким же, как в случае 1, а для этого воздушный промежуток по уравн. (574) и (580) должно быть примерно в $\frac{0{,}90}{0{,}35} = 2{,}57$ раз больше, чем в случае 1. Таким образом мы полагаем в случае 2 b $\delta_0/\tau = 2{,}57 \cdot 0{,}0158 = 0{,}0405 \approx 0{,}04$.



Фиг. 423b. Кривые поля и ее составляющие в междуполюсном пространстве (случай 2 b).

На фиг. 422 а и 423 а представленные кривые холостого хода для вариантов 2 а и 2 b, причем определение полного тока ротора при номинальном режиме указано так же как на фиг. 421 а (случай 1). На фиг. 422 b и 423 b представлены кривые поля для вариантов 2 а и 2 b. Как мы видим из фиг. 422 а и 421 а, полный ток ротора при номинальном режиме в случае 2а лишь немного меньше, чем в случае 1; однако, искажение поля, а следовательно и максимальное значение индукции на фиг. 422 b и 421 b гораздо значительнее, чем в случае 1, хотя амплитуды основной гармоники почти одинаковы. Сравнив, с другой стороны, случай 2 b со случаем 1, мы убеждаемся из фиг. 423b и 421b, что максимальное значение кривой поля в обоих случаях приблизительно одинаково, но что на фиг. 423 а и 421 а полный ток ротора при номинальном режиме приблизительно на 50% больше в случае 2b, чем в случае 1. Это сравнение показывает нам, что вообще машина с постоянной вдоль полюсной дуги длиной воздушного промежутка менее выгодна, чем машина, полюсный наконечник которой спроекти-

рован так, что в его области при холостом ходе и бесконечно большой проницаемости железа возникает синусоидальная кривая поля.

Чтобы можно было точнее сравнить друг с другом указанные три случая, в таблице 28 сгруппированы наиболее важные для суждения о машине величины. Кроме рассмотренных уже величин, особого внимания заслуживает еще магнитное напряжение U_P, почти пропорциональное потоку рассеяния. Это напряжение в случае 2 b немного больше, чем на $55^0/_0$, превышает то значение, какое оно имеет в обоих других случаях, вследствие чего приходится соответственно увеличить также сечение роторного ярма, а междуполюсное пространство сократить. Изменение напряжения почти одинаково во всех трех случаях.

В сводке указан также анализ кривых поля вплоть до гармоники 7-го порядка, и мы видим, как резко выражены гармоники кривой поля в случае 2 a. Следующий столбец содержит потери в якорных зубцах Q_Z, а также отдельно потери в них на гистерезис и вихревые токи с учетом всех отдельных гармоник индукции вплоть до 7-й, причем данные

Таблица 28.

Сравнение трех машин с явно выраженными полюсами для 750 kVA при $\cos\varphi = 0{,}7$, 50 Hz и 1000 об/мин.

1) Полюсный наконечник для синусоидальной в его области кривой при холостом ходе ($\mu = \infty$), $\delta_0 = 0{,}0158\,\tau$; 2) полюсный наконечник с постоянной длиной воздушного промежутка вдоль полюсной дуги: a) $\delta_0 = 0{,}0158\,\tau$, b) $\delta_0 = 0{,}04\,\tau$. Единицы: ампер, гаусс, ватт, вольт.

Машина	Холостой ход				Нагрузка					
	$2U_L$	U_R	U_F	Θ_0	Θ'_{Ag}	U_P	U_F	Θ	$B_{L\max}$	v
1	7800	8200	600	8800	9830	18730	3200	21930	8900	0,333
2a	6900	7100	500	7600	10493	18093	2700	20793	10800	0,344
2b	17500	17700	400	18000	9450	28450	3800	32250	8800	0,311

Машина	Нагрузка									
	B_1	B_3	B_5	B_7	Q_Z	ZH	Q_{ZW}	E_1	E_5	E_7
1	7500	1420	863	606	1060	502	558	1995	49,0	26,5
2a	7620	1850	1465	1122	1780	746	1034	2025	83,5	49,0
2b	7460	1030	1025	670	1060	490	570	1985	58,5	29,0

эти относятся к нормальному динамному железу. Как мы видим, в случае 2 а высшие гармоники имеют большое влияние на железные потери в зубцах. В дальнейших столбцах приведены еще эффективные значения линейных ЭДС для гармоник 1, 5 и 7 порядка (гармоника 3 порядка в линейной ЭДС согласно § 45А, [Л 20] отсутствует) и из этих значений ясно видно, что форма кривой напряжения на зажимах в случае 2а менее выгодна, чем в остальных случаях.

III. ОДНОЯКОРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ.

А. Схема соединений, коэфициент преобразования и джоулевы потери.

1. Схема соединений якорной обмотки и трансформатора.

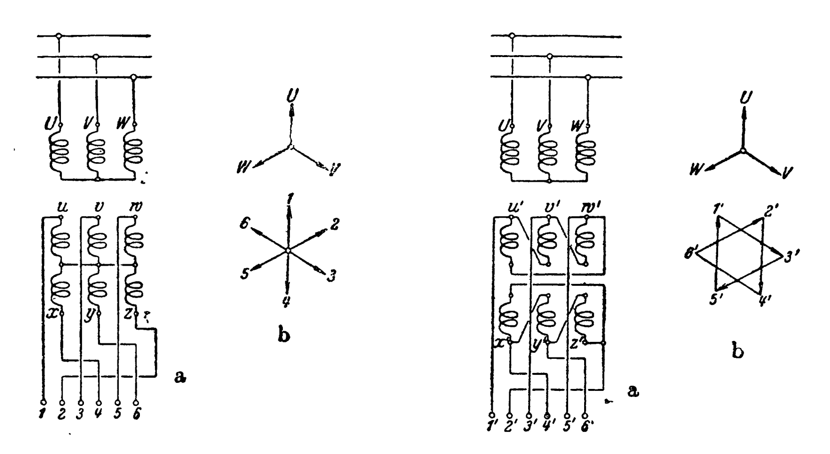
В § I С 9 тома I мы уже познакомились с назначением одноякорного преобразователя превращать переменный ток в постоянный или постоянный ток в переменный и видели, что в простейшей своей форме он представляет собою машину постоянного тока, у которой на якорной обмотке сделаны ответвления, соединенные с контактными кольцами. В § II В 2 а тома I мы рассмотрели, какие якорные обмотки могут при этом применяться. Если обозначить через m' число контактных колец, то при обмотках с $2a$ параллельными ветвями в якоре необходимо иметь на обмотке am' ответвлений, из которых каждые a ответвлений соединены с одним контактным кольцом.

Число контактных колец при многофазных токах равно числу фаз ($m' = m$). Сопряженный двухфазный ток для преобразователей не применяется. Несопряженный же двухфазный ток следует рассматривать как четырехфазный ($m = m' = 4$). При однофазном токе ($m = 1$) число контактных колец равно $m' = 2$.

У обыкновенного одноякорного преобразователя, имеющего общую якорную обмотку для постоянного и переменного токов, нельзя произвольно выбрать отношение между напряжением переменного и напряжением постоянного токов. Поэтому между сетью и контактными кольцами, вообще говоря, приходится еще вводить трансформатор, коэфициент трансформации которого зависит от напряжений сетей переменного и постоянного т ков.

В случае применения такого трансформатора число контактных колец m' у многофазного преобразователя не всегда должно быть равно числу фаз m сети переменного тока. Так, например, вторичную обмотку присоединенного к трехфазной сети трансформатора легко включить таким образом, чтобы можно было от нее брать шести- или двенадцатифазные токи. На фиг. 424 a и 425 a такие схемы представлены для шестифазных токов. Зажимы *1* — *6* или *1'* — *6'* вторичной обмотки соединены с контактными кольцами преобразователя. Для фаз вторичной обмотки трансформатора мы получаем звезды напряжений, показанные на фиг. 424 b и 425 b. На фиг. 424 a нулевая точка вторичной обмотки может быть и упразднена, причем распределение токов в преобразователе нисколько не изменится. Если в одном и том же трансформаторе поместить как вторичную обмотку по фиг. 424 a, так и вторичную обмотку по фиг. 425 a, то получаются, как это видно из звезды напряжений

вторичных обмоточных фаз такого трансформатора (фиг. 425 с), двенадцатифазные токи, которыми можно питать преобразователь, снабженный двенадцатью контактными кольцами. При двенадцатиконтактных



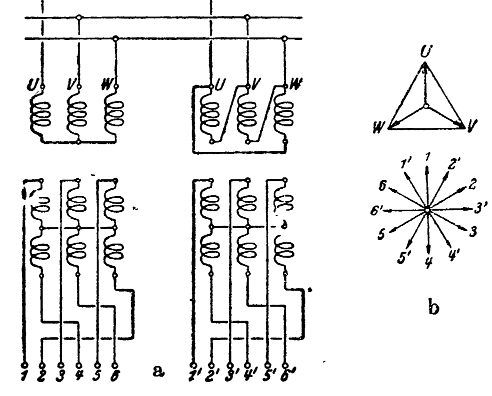
Фиг. 424a и b. Фиг. 425 a и b.

a) Схема соединений трансформаторных обмоток для преобразования трехфазного тока в шестифазный. b) Звезды напряжений.

кольцах можно также применить два трансформатора по схеме фиг. 426 а как это ясно из рассмотрения звезды напряжений на фиг. 426 b. Преобразование трехфазного тока в девятифазный также возможно посредством соответственного подразделения и соединения вторичных обмоток трансформатора, но такое преобразование значительно сложнее [Л 193]. С преимуществами, которые влечет за собою для преобразователя увеличение вторичного числа фаз, мы познакомимся в § 3 b.

Если напряжение в сети переменного тока не на много отличается от напряже-

Фиг. 425 с. Двенадцатифазная звезда напряжений.



Фиг. 426 а и b Преобразование трехфазного тока в двенадцатифазный при помощи двух трансформаторов: а) схема соединений, b) звезды напряжений.

ния переменного тока между местами ответвлений коллекторной якорной обмотки, то можно обойтись без трансформатора между сетью

переменного тока и преобразователем. Тогда между точками ответвлений и контактными кольцами преобразователя должны еще быть включены части разрезной якорной обмотки постоянного тока, чтобы уравнивать разность напряжений между местами ответвлений на якорной обмотке и сетью. Такие схемы, называемые также автотрансформаторными, рассмотрены в книге „Якорные обмотки“ [Л 20], стр. 176 и 177.

Если нужно избегнуть применения трансформатора при очень больших расхождениях между напряжением сети переменного тока и напряжением у якорной обмотки постоянного тока, то автотрансформаторная схема уже перестает быть выгодной. Тогда лучше снабдить якорь двумя отдельными обмотками, одною для постоянного, другою для переменного тока, рассчитанными на заданные напряжения. Во всех этих случаях число фаз преобразователя должно, разумеется, совпадать с числом фаз сети.

В большинстве практических случаев применяется только одна якорная обмотка, у которой точки ответвлений непосредственно соединены с контактными кольцами, причем между сетью и контактными кольцами находится трансформатор. Тогда преобразователь использован наилучшим образом, и напряжение на контактных кольцах может оставаться в умеренных границах. Этим простейшим случаем устройства одноякорного преобразователя мы и ограничим наше исследование в дальнейших параграфах, а остальными случаями займемся лишь в главе D.

2. Передаточное число (коэфициент преобразования).

а. Отношение между ЭДС-ами. Среднее во времени значение электродвижущих сил, индуктируемых в одной ветви обмотки между разнополюсными, скользящими по коллектору щетками, мы будем называть просто постоянною ЭДС. Оно равно по урав. (163) тома I

$$\bar{E} = z\frac{p}{a}n\Phi_W, \qquad (596a)$$

где Φ_W означает среднее во времени значение потока витка якорных катушек, замыкаемых накоротко щетками. У многофазных преобразователей колебания потока витка незначительны; но у однофазных преобразователей без демпферной обмотки они могут сильно возрасти, так что на постоянную ЭДС накладывается еще некоторая переменная ЭДС с значительной амплитудой (см. § В 2, фиг. 450с).

Если мы введем вместо числа оборотов n частоту основной гармоники $f_1 = f = pn$, то урав. (596а) принимает вид

$$\bar{E} = \frac{z}{a}f\Phi_W. \qquad (596)$$

ЭДС, индуктируемую в одной фазе обмотки, находящейся между смежными точками ответвлений, мы будем называть переменной ЭДС. У обыкновенного преобразователя (то-есть снабженного просто ответвлениями на якорной обмотке постоянного тока) она равна напряжению на контактных кольцах, когда переменный ток равен нулю, иными словами, когда преобразователь приводится во вращение извне или рабо-

тает вхолостую, будучи питаем со стороны постоянного тока. Практически эта ЭДС равна напряжению на зажимах и в том случае, когда преобразователь работает вхолостую, будучи питаем со стороны переменного тока и возбужден до $\cos\varphi = -1$. Для эффективного значения этой ЭДС мы можем написать [урав. (158 а) тома I]

$$\tilde{E} = \sqrt{2}\,\pi w \sqrt{\sum_{\nu} (\xi_\nu f_\nu \Phi_\nu)^2} \tag{597a}$$

или, приняв во внимание соотношение

$$w = \frac{z}{2\,am'}, \tag{597b}$$

между числом последовательно включенных витков w одной фазы и общим числом проводников якорной обмотки z,

$$\tilde{E} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{z}{am'} \sqrt{\sum_{\nu} (\xi_\nu f_\nu \Phi_\nu)^2}. \tag{597c}$$

В большинстве практических случаев, согласно § II С 6 тома I, высшие гармоники кривой поля влияют на величину эффективного значения весьма незначительно, а поэтому обычно можно также полагать

$$\tilde{E} \approx \tilde{E}_1 = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{z}{am'} \xi_1 f \Phi_1. \tag{597}$$

Из урав. (596) и (597) мы получаем отношение между постоянною ЭДС и эффективным значением основной гармоники переменной ЭДС в следующем виде

$$\ddot{u}_E = \frac{\overline{E}}{\tilde{E}_1} = \frac{\sqrt{2}\,m'}{\pi\xi_1} \frac{\Phi_W}{\Phi_1}. \tag{598a}$$

Расположенные в одной фазе обмотки проводники распределены в относительно большом числе впадин. Мы можем поэтому взять ξ_1 по урав. (148) тома I. В этом уравнении отнесенная к полюсному делению ширина фазовой зоны $\gamma = 2/m'$ и для диаметральных обмоток $\varsigma_1 = 1$. Следовательно, для **диаметральных обмоток**

$$\xi_1 = \frac{\sin\frac{\pi}{m'}}{\frac{\pi}{m'}}. \tag{598b}$$

Если ввести этот обмоточный коэфициент в урав. (598a), то отношение между ЭДС-ами принимает вид

$$\ddot{u}_E = \frac{\overline{E}}{\tilde{E}} = \frac{\sqrt{2}}{\sin\frac{\pi}{m'}} \frac{\Phi_W}{\Phi_1}, \tag{598}$$

Это уравнение оказывается достаточно точным также для всех практически встречающихся хордовых обмоток.

В таблице 29 приведены вычисленные по урав. (598) значения $\ddot{u}_E \frac{\Phi_1}{\Phi_W}$ для различных чисел фаз. Если $\Phi_1/\Phi_W = 1$, как например при синусоидальной кривой поля, когда щетки на коллекторе находятся в нейтральной зоне, то эти же значения выражают отношение между ЭДС-ами; в противном случае для получения истинного коэфициента преобразования $\ddot{u}_E$ их надо еще умножать на Φ_W/Φ_1. Значения $\ddot{u}_E \frac{\Phi_1}{\Phi_W}$ можно также (см. § 9 А, [Л 20]) непосредственно находить по звезде напряжений.

Таблица 29

Отношение между ЭДС-ами $\ddot{u}_E = \overline{E}/\widetilde{E}_1$ и токами

$\ddot{u}_{Ii} = \overline{I}_i/\widetilde{I}_i$, $\ddot{u}_I = \overline{I}/\widetilde{I}$, $\ddot{u}_{IS} = \overline{I}/\widetilde{I}_S$ при $\Phi_1 = \Phi_W$, $\rho = 0$ и $\psi - \beta_i = 0$.

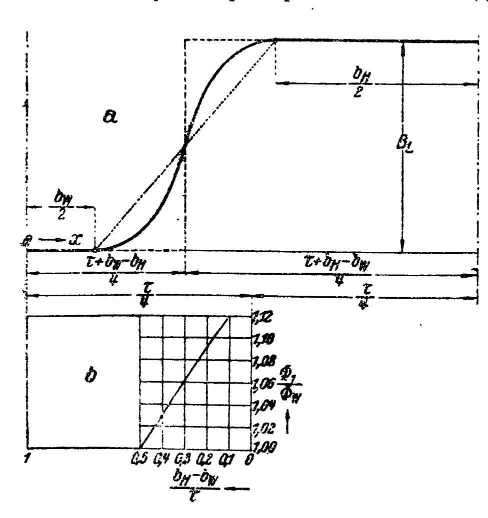
m	1	3	4	6	12	∞
m'	2	3	4	6	12	∞
$\ddot{u}_E \cdot \frac{\Phi_1}{\Phi_W}$	1,414	1,623	2,000	2,828	5,465	∞
$\ddot{u}_{Ii} \cdot \frac{(1 \overset{+}{(-)} \rho)}{\lvert\cos(\psi-\beta_i)\rvert} \frac{\Phi_W}{\Phi_1}$	0,707	0,919	1,000	1,061	1,098	1,111
$\ddot{u}_I \cdot \frac{(1 \overset{+}{(-)} \rho)}{\lvert\cos(\psi-\beta_i)\rvert} \frac{\Phi_W}{\Phi_1}$	1,414	1,838	2,000	2,122	2,196	2,222
$\ddot{u}_{IS} \cdot \frac{(1 \overset{+}{(-)} \rho)}{\lvert\cos(\psi-\beta_i)\rvert} \frac{\Phi_W}{\Phi_1}$	0,707	1,061	1,414	2,122	4,243	∞

Таблица 30

Отношение Φ_1/Φ_W по урав. (600) при трапецоидальной кривой поля (показанной пунктиром на фиг. 427а)

$\frac{b_W}{\tau}$	$\frac{b_H}{\tau} =$				
	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
0,05	1,0325	1,016	0,995	0,969	0,940
0,1	1,053	1,0365	1,015	0,989	0,960
0,15	1,075	1,068	1,037	1,012	0,982
0,2	1,093	1,076	1,054	1,028	0,997
0,25	1,111	1,094	1,072	1,045	1,011
0,3	1,128	1,110	1,088	1,060	1,000

Определим приблизительно отношение Φ_1/Φ_W для вращающегося вхолостую преобразователя с дополнительными полюсами, если длина воздушного промежутка вдоль большой части дуги главного полюса неизменна. В этом случае кривая поля холостого хода имеет, начиная от геометрической нейтральной зоны $x = 0$ до середины главного полюса $x = \frac{\tau}{2}$, приблизительно характер, показанный толстыми линиями на фиг. 427а, иными словами она вдоль участка $b_W/2$, равного приблизительно половине длины дуги дополнительного полюса, равна 0, а вдоль участка $b_H/2$, приблизительно равного половине длины дуги главного полюса, постоянна и равна B_L', а между этими предельными значениями изменяется приблизительно по указанной кривой. Если мы заменим эту кривую поля прямоугольною (показанною черточками), то мы можем изобразить основную гармонику в виде функции от $(b_H - b_W)/\tau$.



Фиг. 427a и b. a) Кривая поля при холостом ходе, b) Φ_1/Φ_W в функции от $(b_H - b_W)/\tau$ при прямоугольной кривой поля.

Мы получаем по уравн. (7а) тома I

$$\frac{B_1}{B_L} = \frac{4}{\pi} \cos \frac{1 - \frac{b_H - b_W}{\tau}}{4} \pi \tag{599a}$$

и при

$$\Phi_1 = \frac{2}{\pi} \tau l_i B_1 \tag{599b}$$

и

$$\Phi_W = \frac{\tau + b_H' - b_W}{2} l_i B_L \tag{599c}$$

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_W} = \frac{16}{\pi^2} \frac{\tau}{\tau + b_H - b_W} \cos \frac{1 - \frac{b_H - b_W}{\tau}}{4} \pi. \tag{599}$$

Это соотношение представлено на фиг. 427b.

Несколько точнее мы найдем амплитуду основной гармоники, заменив прямую поля трапецоидальной кривой, показанной пунктиром на фиг. 427а. Тогда получается

$$\frac{B_1}{B_L} = \frac{8}{\pi^2} \frac{\tau}{\tau - b_H - b_W} \left(\cos \frac{b_H}{2} \frac{\pi}{\tau} - \sin \frac{b_W}{2} \frac{\pi}{\tau}\right) \tag{600a}$$

и

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_W} = \frac{32}{\pi^3} \frac{\tau^2}{(\tau - b_W)^2 - b_H^2} \left(\cos \frac{b_H}{2} \frac{\pi}{\tau} - \sin \frac{b_W}{2} \frac{\pi}{\tau}\right). \tag{600}$$

Это отношение указано в таблице 30 для различных b_H/τ и b_W/τ. Величина $(b_H - b_W)/\tau$ близка к значению 0,3; в среднем имеем $b_W/\tau = 0{,}15$, $b_H/\tau = 0{,}45$. При этих значениях мы находим по урав. (599) $\Phi_1/\Phi_W = 1{,}06$ и по урав. (600) $\Phi_1/\Phi_W = 1{,}05$. В среднем мы можем при холостом ходе положить $\Phi_1/\Phi_W \approx 1{,}05$. Следовательно, коэфициент преобразования $\ddot{u}_E$ для предположенной кривой поля при холостом ходе на несколько процентов меньше, чем приведенные в таблице 29 значения $\ddot{u}_E \frac{\Phi_1}{\Phi_W}$.

У нагруженного преобразователя, кроме продольного поля возникает еще и поперечное поле, которое при наличии дополнительных полюсов почти равно полю дополнительных полюсов. Это поперечное поле надо принимать в расчет при определении Φ_1, тогда как Φ_W определяется только продольным полем. В отличие от машины постоянного тока, мы будем поперечную ось у преобразователя всегда располагать по соединительной линии между серединами щеток (по оси щеток), а продольную ось перпендикулярно к ней. Таким образом продольная ось только тогда совпадает с осью главных полюсов, когда щетки стоят по середине междуполюсного пространства или дополнительных полюсов [Р 17].

b. Отношение между токами. Обозначим постоянный ток в каждой из $2a$ параллельных якорных ветвей через $\overline{I}_i$ и переменный ток в одной из a параллельных ветвей каждой фазы обмотки через $\widetilde{I}_i$ (у однофазного преобразователя для числа фаз обмотки надо брать $m' = 2$), тогда внутренняя мощность постоянного тока равна $2a\overline{E}\,\overline{I}_i$ и, если пренебречь обычно ничтожно малою мощностью высших гармоник, внутренняя мощность переменного тока равна $m'a\widetilde{E}_1\widetilde{I}_i\cos(\psi - \beta_i)$, где $\overline{E}$ и $\widetilde{E}_1$ означают индуктированные при нагрузке ЭДС-ы, а

$$\psi - \beta_i = \varphi + \beta - \beta_i \qquad (601a)$$

представляет собою угол сдвига фаз между результирующей ЭДС $\widetilde{E}_1$ (соответствующей E_r на фиг. 43) и фазовым током $a\widetilde{I}_i$ (см. напр. фиг. 43). Ниже мы увидим, что поперечное поле у многофазного преобразователя без дополнительных полюсов с расположенными в геометрической нейтральной зоне щетками ничтожно мало. Тогда $\beta_i = 0$ и $\psi - \beta_i = \psi$. Однако у преобразователей с дополнительными полюсами поперечным полем обычно пренебрегать нельзя.

Смотря по тому, преобразуется ли переменный ток в постоянный или наоборот, мощность переменного тока по закону сохранения энергии должна быть равна сумме или разности мощности постоянного тока и мощности преобразованной в механическую форму. К этой механической мощности Q_m, которая составляет лишь несколько процентов от номинальной мощности постоянного тока, относятся при работе одноякорного преобразователя все потери на трение, вентиляционные и потери в железе, компенсируемые механически. Отнеся Q_m

к внутренней мощности постоянного тока и написав

$$\rho = \frac{Q_m}{2a\overline{E}\,\overline{I}_i}, \qquad (601b)$$

мы получаем по закону сохранения энергии

$$2a\overline{E}\,\overline{I}_i\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right) = am'\widetilde{E}_1\widetilde{I}_i\,|\cos(\psi - \beta_i)|, \qquad (601)$$

где знак $(+)$ действителен при преобразовании переменного тока в постоянный, а знак $(-)$ — при преобразовании постоянного тока в переменный. Обычно производится преобразование первого рода, а поэтому знак $(-)$ взят в скобки. Из урав. (601) получается отношение внутреннего постоянного к внутреннему переменному току.

$$\ddot{u}_{I_i} = \frac{\overline{I}_i}{\widetilde{I}_i} = \frac{m'\widetilde{E}_1\,|\cos(\psi - \beta_i)|}{2\overline{E}\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)} = \frac{m'\,|\cos(\psi - \beta_i)|}{2\ddot{u}_E\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)}, \qquad (602a)$$

которое можно также представить в виде

$$\ddot{u}_{I_i} = \frac{\overline{I}_i}{\widetilde{I}_i} = \frac{m' \sin\frac{\pi}{m'}\,|\cos(\psi - \beta_i)|}{2\sqrt{2}\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)}\,\frac{\Phi_1}{\Phi_W}. \qquad (602)$$

Весь постоянный ток, проходящий через коллектор (внешний ток) равен

$$\overline{I} = 2a\overline{I}_i, \qquad (603a)$$

весь переменный ток одной фазы обмотки, который у однофазного преобразователя равен половине тока на контактных щетках, равен

$$\widetilde{I} = a\widetilde{I}_i, \qquad (603b)$$

так что для отношения между токами мы получаем

$$\ddot{u}_I = \frac{\overline{I}}{\widetilde{I}} = 2\ddot{u}_{Ii} = \frac{m' \sin\frac{\pi}{m'}\,|\cos(\psi - \beta_i)|}{\sqrt{2}\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)}\,\frac{\Phi_1}{\Phi_W}. \qquad (603)$$

Проходящий через одно контактное кольцо (внешний) переменный ток равен разности между двумя фазовыми токами; эффективное значение этих последних равно $\widetilde{I} = a\widetilde{I}_i$ и они сдвинуты между собою по фазе на угол $2\pi/m'$ (см. фиг. 428). Мы получаем поэтому для тока на контактных кольцах

$$\widetilde{I}_S = 2\sin\frac{\pi}{m'}\,\widetilde{I} = 2a\sin\frac{\pi}{m'}\,\widetilde{I}_i. \qquad (604a)$$

Фиг. 428.

Написав отношение между током в коллекторе и током в контактных кольцах, мы получаем

$$\ddot{u}_{IS} = \frac{\overline{I}}{\widetilde{I}_S} = \frac{1}{\sin\frac{\pi}{m'}}\,\ddot{u}_{Ii} = \frac{m'\,|\cos(\psi - \beta_i)|}{2\sqrt{2}\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)}\,\frac{\Phi_1}{\Phi_W}. \qquad (604)$$

В таблице 29 приведены значения

$$\left.\begin{aligned}
\ddot{u}_{Ii}\,\frac{\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right)}{|\cos(\psi-\beta_i)|}\,\frac{\Phi_W}{\Phi_1} &= \frac{m' \sin\frac{\pi}{m'}}{2\sqrt{2}}, \\
\ddot{u}_{I}\,\frac{\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right)}{|\cos(\psi-\beta_i)|}\,\frac{\Phi_W}{\Phi_1} &= \frac{m' \sin\frac{\pi}{m'}}{\sqrt{2}} \\
\ddot{u}_{IS}\,\frac{\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right)}{|\cos(\psi-\beta_i)|}\,\frac{\Phi_W}{\Phi_1} &= \frac{m'}{2\sqrt{2}}
\end{aligned}\right\} \qquad (605a—c)$$

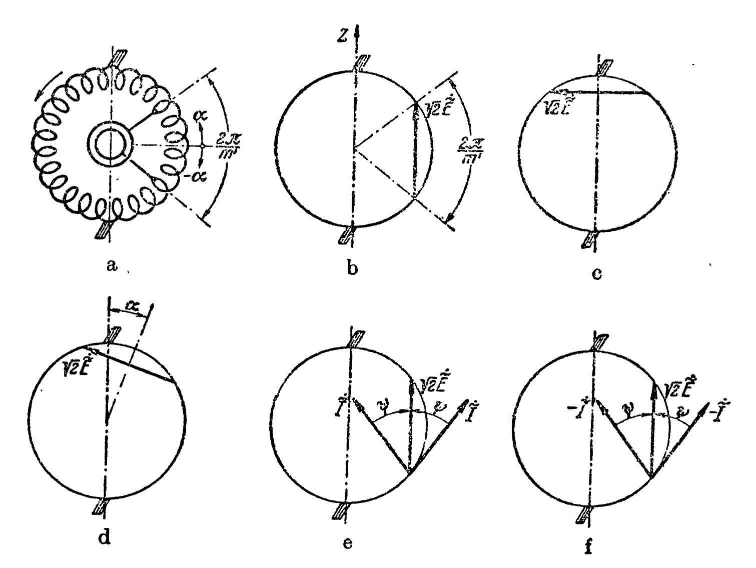
они выражают отношение между токами у не имеющего потерь преобразователя в предположении, что $\Phi_{1l} = \Phi_W$ и что возбуждение преобразователя отрегулировано на чисто активный ток ($\varphi = 0, \pi$).

3. Джоулевы потери.

a. Результирующий ток в якорном проводнике. В каждом якорном проводнике налагаются друг на друга постоянный ток и переменный ток. Их сумма, результирующий ток i, зависит от угла сдвига фаз между ЭДС и током в одной фазе обмотки, и для проводников отдельных якорных секций она, вообще говоря, различна, так как переменный ток во всех проводниках одной фазы обмотки одинаков, а постоянный ток коммутируется во всех секциях этой фазы не одновременно, а поочередно. Для большей наглядности мы при дальнейших рассуждениях сперва приравняем угол β_i между результирующей ЭДС и продольной ЭДС со стороны переменного тока нулю, а в конце этого параграфа покажем, что угол этот не имеет никакого влияния на угол сдвига фаз между волною переменного и волною постоянного тока в одном якорном проводнике.

В одной фазе обмотки, у которой ширина фазовой зоны соответствует углу $2\pi/m'$ (фиг. 429a), индуктируется переменная ЭДС, мгновенное значение основной волны которой мы можем найти по диаграмме напряжений (фиг. 429b), где максимальное значение фазовой ЭДС $\sqrt{2}\,\tilde{E}$ равно соответствующей центральному углу $2\pi/m'$ хорде окружности с диаметром, равным постоянной ЭДС $\overline{E}_1$, индуктируемой основною волной поля, если щетки стоят в нейтральной зоне (см. § 9 А [Л 20]). Проекция хорды на неподвижную в пространстве линию времени Z, то-есть на диаметр окружности, проведенный через точки прилегания щеток, изображает тогда при вращении диаграммы мгновенное значение индуктируемой ЭДС. Переменная ЭДС достигает максимального значения, когда, как на фиг. 429b, хорда располагается параллельно к линии времени Z. Это относится также к переменному току $\dot{\tilde{I}}_i$, если он совпадает по фазе с ЭДС $\dot{\tilde{E}}$ ($\psi = 0$, сторона постоянного тока преобразователя является первичною стороной) или сдвинут по фазе на 180° ($\psi = \pi$, первичною стороной является сторона переменного тока). ЭДС и ток равны нулю тогда, когда хорда располагается перпендикулярно к линии времени (фиг. 429c). В это

мгновение постоянный ток коммутируется в той секции, которая находится по середине фазы обмотки. Постоянный ток и переменный ток одновременно проходят через 0 у секции, находящейся по середине фазы обмотки, при $\psi = 0$ и $\psi = \pi$ (см. фиг. 432a для $m' = 2$ и 435a для $m' = 6$). В обоих случаях они сдвинуты между собою по фазе на половину периода; ибо, когда со стороны переменного тока машина работает генератором, то со стороны постоянного тока она будет двигателем, и наоборот. У секции, которая в направлении вращения находится впереди (фиг. 429d) или позади на угол сдвига фаз α (в соответствии с пространственным углом α/p), постоянный ток коммутируется раньше или



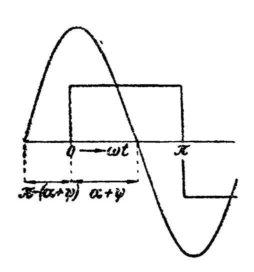
Фиг. 429 a — f. Пояснение совместного действия постоянного и переменного токов в одном якорном проводнике. Предположено $\beta_i = 0$.

позже на время $t = \frac{\alpha}{2\pi} T$, чем переменный ток проходит через 0 (см. фиг. 432b и c для $m' = 2$ и фиг. 435b и c для $m' = 6$).

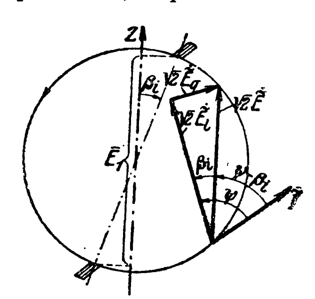
Если переменный ток не совпадает по фазе с ЭДС, как мы до сих пор предполагали, а опережает ее или отстает от нее на угол сдвига фаз ψ, то для $\alpha = 0$ он раньше или позже проходит через 0 на время $t = \frac{\psi}{2\pi} T$, чем коммутируется постоянный ток (фиг. 429e). Если сторона переменного тока является первичною, то угол ψ тупой. Но если мы здесь и в дальнейших параграфах, до § B 2, будем обозначать через ψ острый угол, образуемый с ЭДС переменным током при отрицательном его знаке (фиг. 429f — до сих пор мы его обозначали через ψ'), то нам нет надобности при определении результирующего тока в одном якорном проводнике различать, является ли первичною стороною сторона переменного или сторона постоянного тока. Если мы далее будем считать положительным угол сдвига фаз ψ при отставании тока (отрица-

тельного, когда сторона постоянного тока является первичною) от ЭДС и положительным при опережении, то относительная фаза между постоянным и переменным токами в одном якорном проводнике, удаленном на угол α от середины фазы обмотки в направлении вращения, определится, как показано на фиг. 430. Для опережающих токов угол ψ отрицателен; для секций, расположенных позади середины фазы обмотки в направлении вращения, надо брать угол α с отрицательным знаком. Таким образом угол сдвига фаз между обеими волнами тока равен $\pi - (\alpha + \psi)$.

Однако, если угол β_i нельзя приравнять нулю, то фиг. 429е нужно заменить на фиг. 431, относящуюся, например, к генераторному режиму на стороне переменного тока с перевозбуждением. Продольная ЭДС $\dot{\tilde{E}}_l$ относительно результирующей ЭДС $\dot{\tilde{E}}$ находится впереди на временный угол сдвига фаз β_i и на тот же пространственный угол сдвига фаз повернута относительно неподвижной линии времени Z, соединяющей нейтральные зоны основной волны, в направлении, противополож-



Фиг. 430. Постоянный и переменный токи в одном якорном проводнике в функции от времени.



Фиг. 431. Влияние угла β_i на совместное действие постоянного и переменного токов.

ном вращению якоря и диаграммы, — соединительная линия между серединами щеток. Повернуть ее против направления вращения необходимо потому, что при нашем изображении якорная обмотка должна вращаться в том же направлении, что и векторы диаграммы. Проекция соединительной линии между серединами щеток на линию времени изображает постоянную ЭДС $\bar{E}_1$. При двигательном режиме на стороне переменного тока угол β_i меняет свой знак, и притом как на диаграмме напряжений, так и на пространственной диаграмме (угол между линией времени и соединительной линией щеток). Сравнив фиг. 431 с фиг. 429е, мы видим, что хотя на фиг. 431 коммутация постоянного тока происходит на угол сдвига фаз β_i раньше, чем на фиг. 429е, но переменный ток на тот же угол β_i сдвинут вперед по фазе по сравнению с фиг. 429е. Взаимоположение волн постоянного и переменного токов не зависит следовательно от угла β_i, который влияет лишь на коэфициент преобразования токов.

Если мы предположим, что переменный ток синусоидален, то результирующий ток i в якорном проводнике равен при $0 \leqslant \omega t \leqslant \pi$:

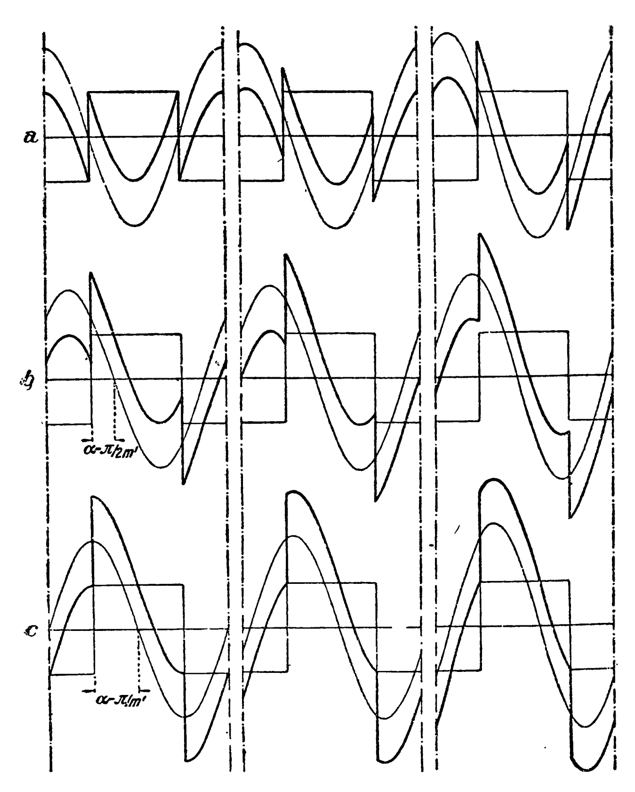
$$i = \bar{I}_i - \sqrt{2}\tilde{I}_i \sin(\omega t - \psi - \alpha) \tag{606a}$$

или на основании уравн. (602)

$$\frac{i}{I_i} = 1 - \frac{\sqrt{2}}{\ddot{u}_{I_i}} \sin(\omega t - \psi - \alpha) =$$

$$= 1 - \frac{4\,(1 \overset{+}{(-)} \rho)}{m' \sin\frac{\pi}{m'}\ |\cos(\psi - \beta_i)|}\,\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\sin(\omega t - \psi - \alpha). \qquad (606)$$

На фиг. 432—434 показаны постоянный ток, переменный ток и результирующий ток для однофазного ($m' = 2$), а на фиг. 435—437



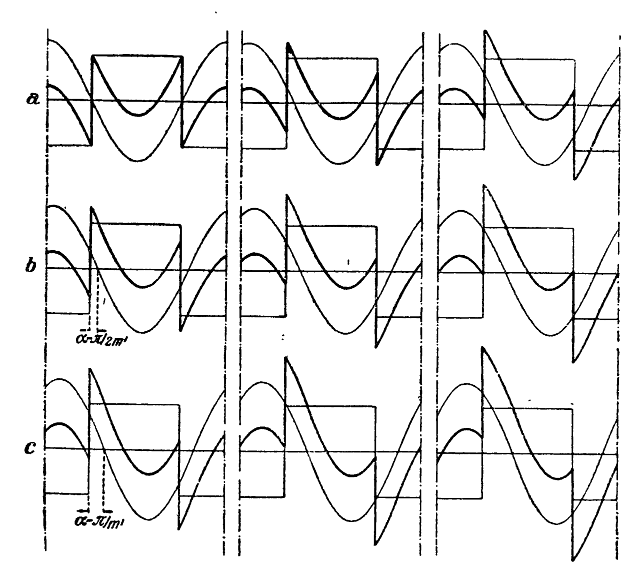
Фиг. 432. $\psi = 0°$. Фиг. 433. $\psi = 15°$. Фиг. 434. $\psi = 30°$.

Постоянный ток, переменный ток (тонкие линии) и результирующий ток в одном якорном проводнике, в функции от временного угла ωt у однофазного преобразователя. a) $\alpha = 0$, b) $\alpha = \pi/2m'$ c) $\alpha = \pi/m'$, $\beta_i = 0$.

для шестифазного преобразователя ($m' = 6$) при углах сдвига фаз $\psi = 0°$, 15° и 30°, причем коэфициент преобразования [в уравн. (602)] принят при $\beta_i = 0$. Диаграммы „a" относятся к проводнику по середине фазы обмотки, диаграммы „c" — к проводнику в непосредственной близости к ответвлению, где возникает максимальная загрузка током, а диаграммы „b" — к проводнику на расстоянии $^1/_4$ ширины катушки от этого ответвления.

Из диаграммы видно, как по мере увеличения ψ возрастает неблагоприятная нагрузка током, особенно заметная у однофазного преобразователя в концевой секции и быстро убывающая при увеличении числа контактных колец (см. § b и таблицу 31).

b. Джоулевы потери в якорной обмотке. Найдем отношение между джоулевыми потерями в якорной обмотке преобразователя и джоулевыми потерями при работе машины в качестве простой машины постоянного тока. При этом допустим сперва, что истинное сопротивление якорной обмотки у преобразователя таково же, как у машины постоянного тока. Тогда отношение между джоулевыми потерями в одной якорной катушке при работе машины в качестве преобразователя и при работе ее в каче-



Фиг. 435. $\psi = 0°$. Фиг. 436. $\psi = 15°$. Фиг. 437. $\psi = 30°$.

То же, что на фиг. 432—434, но у шестифазного преобразователя. $\beta_i = 0$.

стве машины постоянного тока равно квадрату отношения между эффективным значением результирующего тока I и постоянным током $\bar{I}_i$, т. е.

$$v = \left(\frac{I}{\bar{I}_i}\right)^2 = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi \left(\frac{i}{\bar{I}_i}\right)^2 d\,\omega\, t. \tag{607a}$$

Подставив в это уравнение результирующий ток i по уравн. (606) и проинтегрировав его, мы получаем

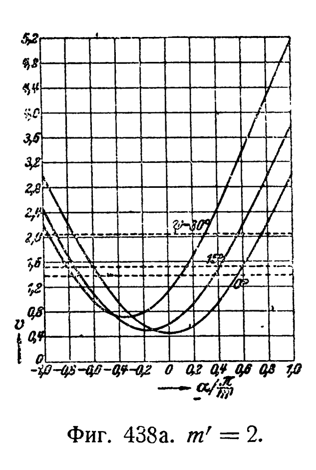
$$v = 1 + \frac{1}{\ddot{u}^2_{Ii}} = \frac{4\sqrt{2}}{\pi \ddot{u}_{Ii}} \cos(\psi + \alpha) =$$

$$= 1 + A\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)^2 \left(\frac{\Phi_W}{\Phi}\right)^2 - B\left(1 \underset{(-}{+} \rho\right) \frac{\Phi_W}{\Phi_1}, \tag{607}$$

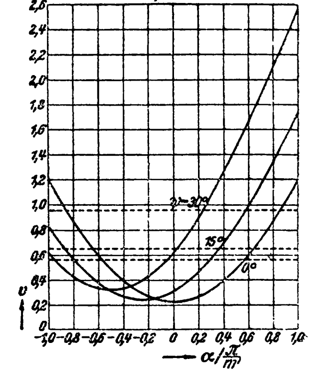
где для сокращения положено

$$A = \frac{8}{m'^2 \sin^2 \frac{\pi}{m'} \cos^2 (\psi - \beta_i)} \text{ и } B = \frac{16 \cos (\psi + \alpha)}{\pi m' \sin \frac{\pi}{m'} \mid \cos (\psi - \beta_i) \mid} \qquad (607b \text{ и } c)$$

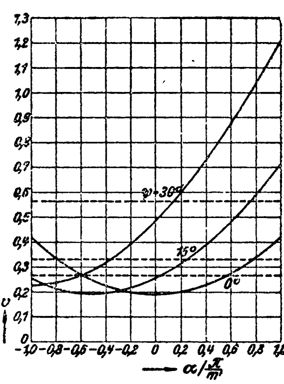
Как и следовало ожидать, джоулевы потери у отдельных секций фазы обмотки не одинаковы. Величина ρ составляет при номинальной мощности только несколько процентов. В предположении, что $\rho = 0$,



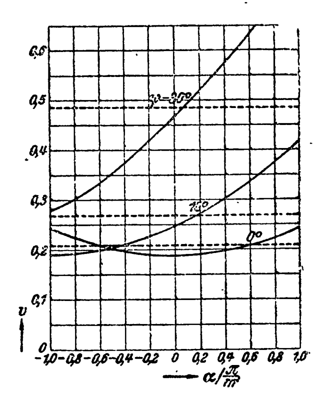
Фиг. 438a. $m' = 2$.



Фиг. 438b. $m' = 3$.



Фиг. 438c. $m' = 6$.

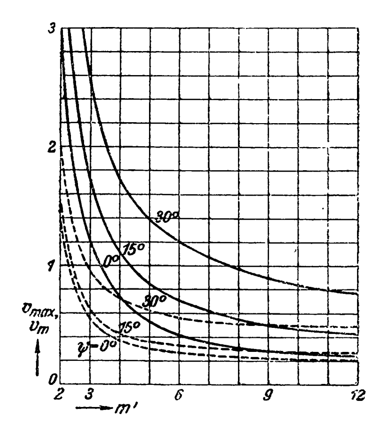


Фиг. 438d. $m' = 12$.

Отношение v между джоулевыми потерями (———) в функции от положения катушки в фазе обмотки и среднее отношение v_m (- - - - -) при различных ψ. $\beta_i = 0$.

$\Phi_W/\Phi_1 = 1$ и $\beta_i = 0$ на фиг. 438a — d показано для одно-, трех-, шести- и двенадцатифазного преобразователя при углах сдвига фаз $\psi = 0°$, $15°$ и $30°$ отношение v в виде функции от $\alpha m'/\pi$, положения секции в фазе обмотки. Надо иметь в виду, что масштабы ординат различны и что для ясности они тем больше, чем больше m'. Для отрицательных ψ получаются зеркальные изображения относительно оси ординат, так как $\cos (\psi + \alpha) = \cos (-\psi - \alpha)$. Максимальное значение джоулевых

потерь всегда возникает в концевой секции, то-есть в месте ответвления, причем при отставании тока наибольшие джоулевы потери будут в концевой секции, находящейся впереди в направлении вращения, а при опережении тока — находящейся позади. На фиг. 439 представлено еще отношение v_{max} в функции от числа контактных колец m' преобразователя для различных углов сдвига фаз ψ.



Фиг. 439. Максимальное (———) и среднее (··········) отношение между джоулевыми потерями в функции от числа контактных колец m'. $\beta_i = 0$.

Отношение средней мощности, теряемой на джоулево тепло во всей якорной обмотке преобразователя к тем джоулевым потерям, которые имеют место в машине при том же постоянном токе I, но при работе просто в качестве машины постоянного тока, равно

$$v_m = \frac{m'}{2\pi} \int\limits_{-\pi/m'}^{\pi/m'} v d\alpha. \qquad (608a)$$

Проинтегрировав это выражение, мы получаем

$$v_m = 1 + A(1 \underset{(-)}{+} \rho)^2 \left(\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\right)^2 - \frac{16}{\pi^2}(1 \underset{(-)}{+} \rho)\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\frac{\cos\psi}{|\cos(\psi - \beta_i)|}. \qquad (608)$$

Величина v_m тоже показана на фиг. 438a — d и 439 (черточками).

Отношение v_{max} существенно влияет на нагрев секции вблизи места ответвления на якорной обмотке. Для того чтобы в такой секции развивалось такое же количество джоулева тепла, как в одной из секций при работе машины в качестве машины постоянного тока, постоянный ток $\bar{I}$ при работе ее в качестве преобразователя при том же якоре и той же обмотке должен составлять $1/\sqrt{v_{max}}$ от номинального тока машины постоянного тока.

Отношение v_m определяет собою коэфициент полезного действия преобразователя. Чтобы при работе машины в качестве преобразователя и в качестве машины постоянного тока суммарные джоулевы потери в якоре были одинаковы, постоянный ток $\bar{I}$ должен в первом случае составлять $1/\sqrt{v_m}$ от номинального тока во втором случае.

В таблице 31 для различных преобразователей и углов сдвига фаз ψ приведены числовые значения A и B по уравн. (607b и c) и отношения v для обеих концевых секций одной фазы обмотки (они обозначены через v_1 и v_2), среднее значение v_m для всей якорной обмотки, а также корни квадратные $\sqrt{v_2} = \sqrt{v_{max}}$ и $\sqrt{v_m}$, причем снова принято $(1 \underset{(-)}{+} \rho)\frac{\Phi_W}{\Phi_1} = 1$. Для теоретического предельного случая бесконечно большого числа фаз джоулевы потери во всех якорных секциях одинаковы.

Таблица 31

Отношение между джоулевыми потерями при работе преобразователя и тождественной машины постоянного тока

Вспомогательные величины A и B вычислены по урав. (607b и c), при $\beta_i = 0$; v_1 и v_2 даны для концевых секций [урав. (607)], v_m — для среднего у всех секций значения [урав. (603)], если $\rho = 0$ и $\Phi_W/\Phi_{1l} = 1$. v_1', v_2' и v_m' учитывают разность между отношениями сопротивлений у преобразователя и машины постоянного тока при приближенных средних значениях $\bar{k} = 1{,}35$ и $k_1 = 1{,}15$ (см. § d).

m'	2			3			6			12			∞		
ψ	0°	15°	30°	0°	15°	30°	0°	15°	30°	0°	15°	30°	0°	15°	30°
A	2,000	2,144	2,667	1,185	1,270	1,580	0,889	0,953	1,185	0,829	0,889	1,106	0,812	0,870	1,082
B для $\alpha = -\pi/m'$	0,000	0,682	1,470	0,980	1,435	1,960	1,470	1,693	1,960	1,584	1,698	1,829	1,622	1,622	1,622
B для $\alpha = +\pi/m'$	0,000	−0,682	−1,470	0,980	0,525	0,000	1,470	1,243	0,980	1,584	1,470	1,339			
v_1	3,00	2,46	2,20	1,21	0,84	0,62	0,42	0,26	0,23	0,25	0,19	0,28	0,19	0,25	0,46
v_1'	2,70	2,24	2,02	1,17	0,86	0,68	0,51	0,37	0,34	0,36	0,31	0,38	0,31	0,36	0,54
v_2	3,00	3,83	5,14	1,21	1,75	2,58	0,42	0,71	1,21	0,25	0,42	0,77	0,19	0,25	0,46
v_2'	2,70	3,40	4,52	1,17	1,63	2,34	0,51	0,75	1,17	0,36	0,51	0,80	0,31	0,36	0,54
v_m	1,38	1,52	2,05	0,56	0,65	0,96	0,27	0,33	0,56	0,21	0,27	0,48	0,19	0,25	0,46
v_m'	1,32	1,44	1,89	0,63	0,70	0,97	0,38	0,43	0,63	0,33	0,38	0,56	0,31	0,36	0,54
$\sqrt{v_2} = \sqrt{v_{max}}$	1,73	1,96	2,27	1,10	1,32	1,61	0,65	0,84	1,10	0,50	0,65	0,86	0,44	0,50	0,68
$\sqrt{v_m}$	1,17	1,23	1,43	0,75	0,81	0,98	0,52	0,58	0,75	0,46	0,52	0,70	0,44	0,50	0,68
$\dfrac{\sqrt{v_{max}}}{\sqrt{v_{max,\ \psi=0}}}$	1,00	1,13	1,31	1,0	1,20	1,46	1,00	1,30	1,70	1,00	1,31	1,77	1,00	1,14	1,56
$\dfrac{\sqrt{v_m}}{\sqrt{v_{m,\ \psi=0}}}$	1,00	1,05	1,22	1,0	1,07	1,30	1,00	1,11	1,45	1,00	1,13	1,53	1,00	1,14	1,56

Величина $\sqrt{v_{\max}}$ выражает отношение номинальной мощности P_G машины постоянного тока к номинальной мощности преобразователя P_U, если теряемая на джоулево тепло мощность одной якорной секции у машины постоянного тока такова же, как максимальная теряемая на джоулево тепло мощность в одной якорной секции при работе машины в качестве преобразователя. Поэтому размеры якоря преобразователя должны быть взяты такими же, как для машины постоянного тока с номинальною мощностью $P_G = \sqrt{v_{\max}} \cdot P_U$, якорная обмотка которой нагревается как раз в максимально допустимой степени. При этом предполагается, что выделяющаяся в самой горячей из концевых секций теплота не переходит в сколько-нибудь значительном количестве на соседние секции. В действительности же такой переход тепла при больших углах ψ совершается, так как непосредственно рядом с секцией, выделяющей наибольшее количество джоулева тепла ($\alpha m'/\pi = 1$ на фиг. 438a — d) расположена секция, выделяющая значительно меньше джоулева тепла ($\alpha m'/\pi = -1$). В особенно благоприятных с этой точки зрения условиях находится преобразователь с нечетным числом контактных колец, например, трехфазный преобразователь, так как здесь верхний и нижний слой каждой впадины принадлежит секциям, нагревающимся в различной степени. Когда в верхнем слое одной впадины секционная сторона развивает наибольшее количество тепла $[\alpha m'/\pi$ (фиг. 438b)], то в нижнем слое развивается наименьшее количество тепла $[\alpha m'/\pi + 1]$ и наоборот, причем это происходит также при $\psi = 0$. С этой точки зрения можно еще несколько уменьшить размеры преобразователя.

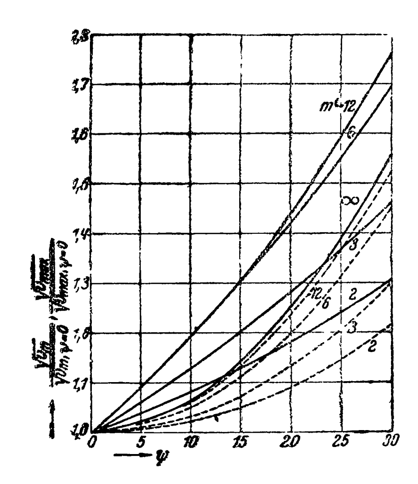
Если общее количество джоулева тепла в якоре должно быть таким же у преобразователя, как у машины постоянного тока, то из графы для $\sqrt{v_m}$ видно, на какой коэфициент нужно умножить мощность преобразователя, чтобы найти ту мощность машины постоянного тока, на которую должен быть рассчитан якорь преобразователя.

Таким образом выбор размеров преобразователя сводится к выбору размеров машины постоянного тока. Правда, при этом мы обходим вниманием коммутацию (см. § B 4). В концевых секциях, во всяком случае, приходится ожидать относительно большого нагрева. Поэтому в местах ответвления клепка и пайка должны быть произведены очень тщательно.

Чтобы показать, как увеличивается при росте ψ мощность машины постоянного тока, на которую с точки зрения нагрева должен быть рассчитан преобразователь, на фиг. 440 представлены соотношении $\sqrt{v_{\max}} / \sqrt{v_{\max, \psi=0}}$ (сплошными линиями) и $\sqrt{v_m} / \sqrt{v_{m, \psi=0}}$ (черточками) в зависимости от ψ, причем снова положено $\beta_i = 0$. Действительно из этих двух соотношений одно, смотря по тому, как выбраны размеры машины, т. е. будет ли при работе ее в качестве преобразователя равна потере на джоулево тепло при работе его в качестве машины постоянного тока максимальная потеря возникающая в одной концевой секции или средняя потеря, на джоулево тепло во всех якорных секциях. Сплошные кривые для $m' = 6$ и $m' = 12$ в нижней своей части почти

совпадают; поэтому в нижней части проведена только одна (средняя) кривая.

Из таблицы 31 мы видим, что джоулевы потери быстро убывают по мере увеличения числа контактных колец. При этом произведение из числа контактных колец на ток одного контактного кольца



Фиг. 440. Отношение между мощностями при работе в качестве машины постоянного тока и при работе в качестве преобразователя, отнесенное к $\psi = 0$, в функции от ψ; ——— одинаковые джоулевы потери в концевых катушках, ·········· одинаковые общие джоулевы потери. $\beta_i = 0$.

$$m'\tilde{I}_S = \frac{2\sqrt{2}\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right)}{|\cos(\psi - \beta_i)|} \bar{I} \frac{\Phi_W}{\Phi_1} \quad (609)$$

[см. [урав. (604)] не зависит от числа контактных колец m' при том же внешнем постоянном токе, то-есть при той же мощности преобразователя. Чем больше число контактных колец, тем, однако, длиннее и дороже становится преобразователь. Для преобразователей, питаемых от трехфазных сетей, устройство с шестью контактными кольцами представляет собою обычно экономически наивыгоднейший вариант. Однофазные преобразователи всегда снабжаются, конечно, только двумя контактными кольцами; тогда размеры преобразователя по таблице 31 получаются всегда большими, чем для машины постоянного тока той же мощности.

с. Допустимый реактивный ток. Иногда преобразователь вынужден при холостом ходе воспринимать чистый реактивный ток (см. § С 2 с и d). Тогда постоянный ток равен нулю, и в преобразователе циркулирует только переменный ток. Если при этом в одной якорной секции машины должно выделяться столько же джоулева тепла, как при работе ее преобразователем, то допустимый реактивный ток $\tilde{I}_{ir}$ в этой якорной секции равен эффективному значению результирующего тока, проходящего по ней при работе преобразователем, то-есть по урав. (607а)

$$\tilde{I}_{ir} = \sqrt{v} \cdot \bar{I}_i. \quad (610a)$$

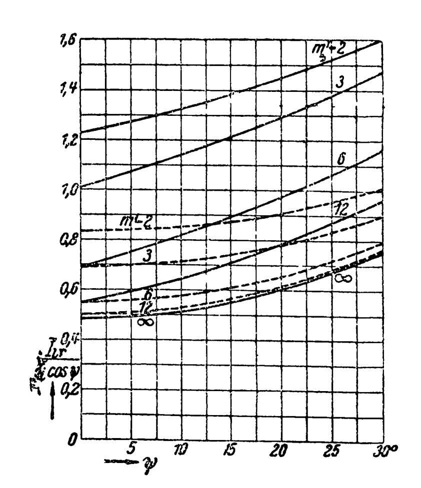
Активный ток в якорной секции по урав. (602) равен

$$\tilde{I}_i \cos\psi = \frac{\cos\psi}{\ddot{u}_{Ii}} \cdot \bar{I}_i. \quad (610b)$$

Отсюда мы получаем для отношения допустимого реактивного тока к активному току преобразователя

$$\frac{\tilde{I}_{ir}}{\tilde{I}_i \cos\psi} = \sqrt{v} \cdot \frac{\ddot{u}_{Ii}}{\cos\psi}. \quad (610)$$

$\overline{v}$ зависит, согласно урав. (607) и (607b и c), не только от ψ и β_i, но еще и от положения (α) секции в якорной обмотке. Смотря по тому, спроектирован ли преобразователь так, что потере на джоулево тепло в одной якорной секции, при работе его в качестве машины постоянного тока, равна максимальная из происходящих в отдельных якорных секциях потерь на джоулево тепло или средняя потеря у всех якорных секций, в урав. (610) нужно подставлять для $\sqrt{\overline{v}}$ либо $\sqrt{\overline{v}_{max}}$, либо $\sqrt{\overline{v}_m}$. Величины $\sqrt{\overline{v}_{max}}$ и $\sqrt{\overline{v}_m}$ можно находить по таблице 31, $\ddot{u}_{Ji}/|\cos\psi|$ — по таблице 29. На фиг. 441 выражаемое уравнением (610) соотношение представлено в виде функции от ψ; кривые, показанные черточками, действительны при $\sqrt{\overline{v}} = \sqrt{\overline{v}_m}$, сплошные кривые при $\sqrt{\overline{v}} = \sqrt{\overline{v}_{max}}$. При этом допущено, что $\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\left(1 \mp \rho\right) = 1$, $\beta_i = 0$ и что истинное сопротивление секций якорной обмотки при работе в качестве преобразователя таково же, как при чисто реактивном токе.



Фиг. 441. Отношение реактивного тока при холостом ходе к активному току при номинальном режиме; ——— одинаковые джоулевы потери в концевых катушках, ······ одинаковые общие джоулевы потери.

Определение допустимого чисто реактивного тока по урав. (610) учитывает только джоулево тепло в якорной обмотке. Если реактивный ток машина должна отдавать при перевозбуждении, то обмотку возбуждения преобразователя нужно в соответственной степени усилить, или же понизить допустимый реактивный ток.

d. Истинное сопротивление якорной обмотки. В § а мы сделали то упрощающее допущение, что истинное сопротивление якорной обмотки у преобразователя таково же, как у соответственной машины постоянного тока, иными словами мы приняли для истинного сопротивления одной якорной секции величину

$$R_{e1} = \overline{k} R_1, \tag{611a}$$

и для истинного сопротивления одной фазы обмотки

$$R_e = \overline{k} \frac{4}{m'} R, \tag{611b}$$

где R_1 и R — омические сопротивления якорной секции и всей якорной обмотки постоянного тока, а $\overline{k}$ — рассмотренное в § II L 4 тома I отношение сопротивлений для якорной обмотки постоянного тока. Это допущение не вполне правильно. Поэтому нам надлежит еще исследовать, как изменяется истинное сопротивление при работе машины в качестве преобразователя.

Обусловленные главным полем рассеяния потери на вихревые токи в одной якорной секции равны при работе машины постоянного тока

согласно урав. (350b) тома I.

$$Q'_W = R_1 (\bar{k} - 1)\bar{I}^2 = R_1 \sum_{\nu=1}^{\infty} (k_\nu - 1) I_\nu^2, \quad (612a)$$

где I_ν означает эффективное значение ν-й гармоники проходящего по секции, периодически коммутируемого постоянного тока I и k_ν отношение между истинным и омическим сопротивлениями для ν-й гармоники. Приняв во внимание, что теряемая на вихревые токи мощность, обусловленная основною гармоникою эффективного тока I_1, равна

$$Q'_{W1} = R_1 (k_1 - 1) I_1^2, \quad (612b)$$

мы можем написать для обусловленной высшими гармониками мощности, теряемой на вихревые токи

$$Q'_{Wo} = R_1 [(\bar{k} - 1)\bar{I}^2 - (k_1 - 1) I_1^2]. \quad (612)$$

угол сдвига фаз между основною волной I_1 коммутируемого постоянного тока и синусоидальным по нашему предположению переменным током $\tilde{I}$, имеющим ту же частоту, равен $\pi - (\alpha + \psi)$, так что квадрат основной волны результирующего тока преобразователя равен

$$I_{1r}^2 = I_1^2 + \tilde{I}^2 - 2 I_1 \tilde{I} \cos(\alpha + \psi). \quad (613a)$$

Теряемая на вихревые токи мощность, обусловленная основною гармоникою результирующего тока, оказывается, таким образом, равною

$$Q'_{W1r} = R_1 (k_1 - 1) [I_1^2 + \tilde{I}^2 - 2 I_1 \tilde{I} \cos(\alpha + \psi)] \quad (613)$$

и согласно урав. (612) и (613) суммарная мощность, теряемая на вихревые токи, равна

$$Q'_{W1r} + Q'_{Wo} = R_1 [(\bar{k} - 1)\bar{I}^2 + (k_1 - 1)(\tilde{I}^2 - 2 I_1 \tilde{I} \cos(\alpha + \psi))]. \quad (614)$$

Если коммутация тока происходит в бесконечно короткий промежуток времени, как это мы для упрощения предположили в § a, то

$$I_1 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \bar{I}. \quad (614a)$$

На основании этого уравнения, а также урав. (602), мы получаем для общей, теряемой на вихревые токи мощности в секции

$$Q'_{W1r} + Q'_{Wo} =$$

$$= \left\{ (\bar{k} - 1) + (k_1 - 1) \left[\frac{1}{\ddot{u}^2_{Ii}} - \frac{4\sqrt{2}}{\pi \ddot{u}_{Ii}} \cos(\alpha + \psi) \right] \right\} R_1 \bar{I}^2. \quad (614b)$$

Прибавив к ней мощность, теряемую на джоулево тепло, которая обусловлена омическим сопротивлением одной якорной секции [урав. (607)], а именно

$$Q_{Wg} = v R_1 \bar{I}^2 = \left[1 + \frac{1}{\ddot{u}^2_{Ii}} - \frac{4\sqrt{2}}{\pi \ddot{u}_{Ii}} \cos(\alpha + \psi) \right] R_1 \bar{I}^2, \quad (615)$$

мы получаем для суммарных джоулевых потерь в одной секции якоря преобразователя

$$Q_W = Q_{Wg} + Q'_{W1r} + Q'_{Wo} = \left\{\bar{k} + k_1 \left[\frac{1}{\ddot{u}^2_{Ii}} - \frac{4\sqrt{2}}{\pi \ddot{u}_{Ii}} \cos(\psi + \alpha)\right]\right\} R_1 \bar{I}^2 =$$

$$= [\bar{k} + k_1 (v - 1)] R_1 \bar{I}^2. \qquad (616)$$

Отсюда для отношения сопротивлений одной якорной секции преобразователя получается

$$k = \frac{Q_W}{Q_{Wg}} = \frac{\bar{k} + k_1 (v-1)}{v} = \bar{k}\,\frac{1 + \frac{k_1}{\bar{k}}(v-1)}{1 + (v-1)} \qquad (617\text{a})$$

и сообразно с этим для отношения сопротивлений всей якорной обмотки преобразователя:

$$k_m = \frac{\bar{k} + k_1 (v_m - 1)}{v_m} = \bar{k}\,\frac{1 + \frac{k_1}{\bar{k}}(v_m - 1)}{1 + (v_m - 1)}. \qquad (617\text{b})$$

$k_1/\bar{k}$ всегда меньше единицы; поэтому k (или k_m) становится больше, чем $\bar{k}$, если v (или v_m) меньше единицы, и наоборот. При $v = \infty$ для минимального предельного значения получается

$$k_{\min} = k_1; \qquad (617\text{c})$$

при $v = 1$ получается

$$k = \bar{k}. \qquad (617\text{d})$$

Наименьшее предельное значение v равно 0,19 (таблица 31, $m' = \infty$); таким образом

$$k_{\max} = \bar{k}\,\frac{1 - 0{,}81\,\frac{k_1}{\bar{k}}}{0{,}19}. \qquad (617\text{e})$$

Чтобы дать представление о величине этих отношений между сопротивлениями, мы привели в таблице 31 отношения между потерями на джоулево тепло v_1', v_2' и v_m', получаемые при $\bar{k} = 1{,}35$ и $k_1 = 1{,}15$. Эти значения $\bar{k}$ и k_1 можно принять для уложенной во впадины части обмотки у больших, удачно спроектированных преобразователей. Тогда мы имеем

$$\frac{k}{\bar{k}} = \frac{1 + 0{,}85\,(v-1)}{v} \quad \text{или} \quad \frac{k_m}{\bar{k}} = \frac{1 + 0{,}85\,(v_m - 1)}{v_m}, \qquad (618\text{a и b})$$

следовательно,

$$v_1' = \frac{k}{\bar{k}}\,v_1,\ v_2' = \frac{k}{\bar{k}}\,v_2 \text{ и } v_m' = \frac{k_m}{\bar{k}}\,v_m. \qquad (618'\text{a и b})$$

По урав. (617e) имеем $\frac{k_{\max}}{\bar{k}} = 1{,}63$, что соответствует бесконечно большому числу контактных колец и $\psi = 0$. При прямоугольном сечении проводников $\bar{k}$ вычисляется по уравн. (352) и (352a и b) тома I или для нормально встречающихся на практике случаев по урав. (353),

k_1 — по уравн. (347 b), причем ξ должно быть подставлено по урав. (323c и e) тома I. Если отношения сопротивлений должны относиться только к части обмотки, уложенной во впадины, то следует положить $\lambda = 0$ [см. урав. (346a) тома I].

B. Реакция якоря, падение напряжения и коммутация тока.

1. Реакция якоря.

Проходящий по якорной обмотке переменный ток создаст, как и у синхронной машины, неподвижное относительно индуктора поле, если мы принимаем во внимание только основную гармонику кривой возбуждения поля, а при однофазных преобразователях — к тому же только ее синхронно перемещающуюся часть. Подобным же образом возбуждаемое постоянным током в якорной обмотке поле находится почти в неподвижности относительно индуктора и представляет собою чисто поперечное поле, если щетки стоят в геометрической нейтральной зоне, как это и имеет место у преобразователя, обычно снабжаемого дополнительными полюсами. Если щетки смещены из геометрической нейтральной зоны и если мы будем называть поперечною осью ось щеток (см. стр. 555), то возбуждаемое постоянным током якорное поле, как это было бы легко показать на картинах поля, уже не является чисто поперечным, а содержит некоторую продольную составляющую. С другой стороны поле, создаваемое током возбуждения, уже перестает быть чисто продольным полем и содержит некоторую поперечную составляющую.

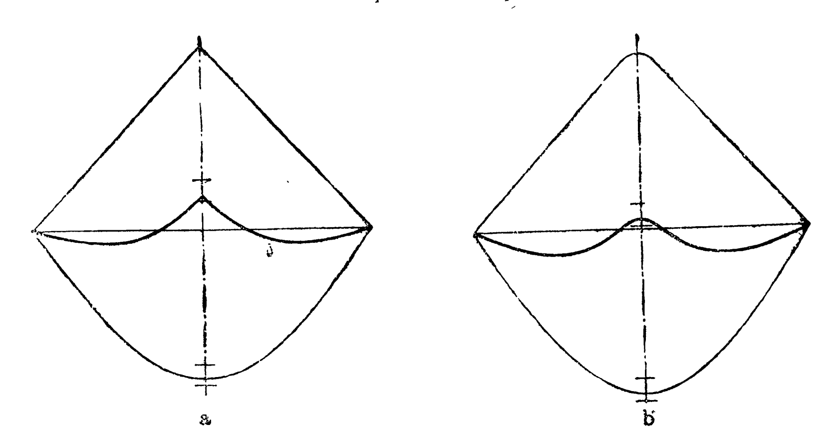
Как и у синхронной машины, мы можем обусловленную переменным током реакцию якоря разложить на продольную и поперечную реакцию. Кривая возбуждения поля, соответствующая поперечному полному току якоря, обусловленному переменным током, слагается с кривой возбуждения, обусловленной постоянным током в якоре в результирующую кривую, создающую вызванное якорной обмоткой поперечное поле. С другой стороны, кривая возбуждения поля, соответствующая продольному полному току якоря, обусловленному переменным током, слагается с продольною составляющей полного тока индуктора в результирующую кривую, которая возбуждает результирующее продольное поле. У преобразователей с дополнительными полюсами на возбуждаемое якорною обмоткою поперечное поле налагается еще в зоне коммутации поле дополнительных полюсов. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением того случая, когда щетки на коллекторе стоят в геометрической нейтральной зоне или под серединами дополнительных полюсов.

a. Поперечное поле якоря. Рассмотрим сперва результирующую кривую возбуждения якорного поперечного поля. П о с т о я н н ы й т о к создает показанную на фиг. 442a треугольную кривую, если для простоты считать якорь гладким, число коллекторных пластин — бесконечно большим, а щетки — бесконечно узкими. Высота треугольника равна

$$\bar{U}_0 = \frac{z}{4p}\bar{I}_i = \frac{z}{8ap}\bar{I}. \qquad (619a)$$

Если принять во внимание ширину щеток, то при прямолинейной коммутации тока вершина треугольника превращается в параболический купол (см. § III B 6d тома I). Это несколько понижает амплитуду обусловленной постоянным током кривой возбуждения поля. При зубчатом якоре получается вместо треугольной кривой ступенчатая (см. § В 7 а тома I) и ступени ее во времени смещаются, так что в качестве среднего во времени значения снова получается гладкая треугольная кривая с закругленным куполом. Согласно урав. (612с) тома I мы получаем для амплитуды кривой возбуждения якорного поля

$$\bar{U} = \frac{z}{4p} \eta \bar{I}_l = \frac{z}{8ap} \eta \bar{I}. \tag{619}$$



Фиг. 442 а и b. Якорное поперечное поле, обусловленное постоянным и переменным токами, и результирующее поле (толстые линии). a) $b = 0$, $\rho = 0$, $\Phi_W/\Phi_1 = 1$, b) $b \approx 0{,}1\,\tau$, $\rho = 0{,}05$, $\Phi_W/\Phi_1 = 1{,}05$.

Отношение η зависит от ширины секции, числа u расположенных во впадине рядом секционных сторон и ширины щетки b. Оно лишь на несколько процентов меньше единицы и равно, например, при диаметральной обмотке с $u = 1$

$$\eta = 1 - \frac{b}{2\tau}, \tag{619b}$$

где τ означает полюсное деление, а b — приведенную к окружности якоря ширину щетки. На фиг. 442b кривая возбуждения поля представлена для среднего значения $b = 0{,}1\,\tau$ или $\eta = 0{,}95$.

Амплитуду основной волны кривой возбуждения якорного поперечного поля, обусловленного переменным током, $\Theta_{Aq} = \Theta_A \cos\psi$, мы можем вычислить по урав. (96) и (102) § II А. В этих уравнениях мы должны заменить m через m', если при однофазном преобразователе вводим ток $\tilde{I} = a\tilde{I}_l$ в одной из обеих фаз обмотки по урав. (603b). Таким образом

$$\tilde{U}_q = \frac{\sqrt{2}m'}{\pi} \frac{w\xi}{p} a\tilde{I}_l \, |\cos\psi|. \tag{620a}$$

Это уравнение действительно как для многофазного, так и для однофазного преобразователя. У однофазного преобразователя нужно еще отдельно рассмотреть действие обратного поля. Здесь мы допустим, что обратное поле полностью уничтожается сильной демпферной обмоткой. На основании урав. (597b), (598b) и (602) мы получаем

$$\tilde{U}_q = \frac{2}{\pi^2}\frac{z}{p}\left(1 \overset{+}{-} \rho\right)\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\frac{|\cos\psi|}{|\cos(\psi - \beta_i)|}\bar{I}_l, \qquad (620b)$$

или на основании (619a)

$$\tilde{U}_q = \frac{8}{\pi^2}\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\frac{|\cos\psi|}{|\cos(\psi - \beta_i)|}\bar{U}_0. \qquad (620)$$

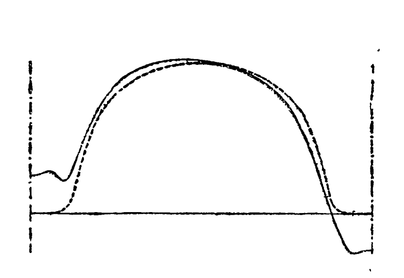
Приняв во внимание, что основная волна треугольной кривой $\bar{U}_{01}$ равна $8/\pi^2$-кратной величине максимального значения $\bar{U}_0$, мы можем переписать урав. (620) в виде

$$\tilde{U}_q = \left(1 \underset{(-)}{} \rho\right)\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\frac{|\cos\psi|}{|\cos(\varphi - \beta_i)|}\bar{U}_{01}. \qquad (620')$$

Для механически не нагруженного одноякорного преобразователя ($\rho = 0$) с синусоидальною кривою поля ($\Phi_W = \Phi_1$) и без поперечного поля ($\beta_i = 0$) основная волна результирующей кривой возбуждения поперечного поля якорной обмотки равна нулю. На фиг. 442a представлена обусловленная переменным током кривая возбуждения якорного поперечного поля для такого идеального преобразователя; фиг. 442b изображает соответственную кривую для средних значений $\rho = 0{,}05$, $\Phi_W = 1{,}05\ \Phi_1$ и $\beta_i = 0$, причем предполагается, что происходит преобразование переменного тока в постоянный [положительный знак перед ρ в урав. (620)]. Ординаты отрицательны, так как положительной мы приняли кривую возбуждения поля, обусловленную постоянным током, а обе кривые должны иметь противоположные знаки. Построив результирующую кривую возбуждения поля, мы получаем представленные толстыми линиями на фиг. 422a и b кривые, которые выражают среднее во времени значение и основаны — еще раз подчеркиваем — на допущении, что у однофазного преобразователя обратное поле полностью уничтожено. В то время как на фиг. 442a результирующая кривая возбуждения поля уже не содержит основной гармоники, основная гармоника соответственной кривой на фиг. 442b, согласно урав. (620′) равна $(1{,}05 \cdot 1{,}05 - 1)/1{,}05 \cdot 1{,}05 = 0{,}09$ от обусловленной переменным током кривой возбуждения поля. Мы видим, что у одноякорного преобразователя реакция якоря, обусловленная постоянным током и реакция якоря, обусловленная поперечно-действующим полем переменного тока почти совершенно нейтрализуют друг друга. Поэтому у преобразователя искажение поля под полюсным наконечником незначительно по сравнению с машиною постоянного тока или с синхронною машиною, и падением напряжения вследствие искажения поля под полюсным наконечником можно обычно пренебрегать.

В то время как продольный поток Φ_W, которым определяется постоянная ЭДС, несколько ослабляется поперечным полем, переменная ЭДС определяется основною гармоникою общего потока, слагающеюся из

основных гармоник продольного и поперечного полей. Поэтому у преобразователей с дополнительными полюсами убывает заодно с нагрузкой отношение между постоянною и переменною ЭДС-ами. По этой же причине, у преобразователя, превращающего переменный ток в постоянный, поперечное поле вызывает падение напряжения, растущее по мере нагрузки. Это падение напряжения можно определить по кривым поля при холостом ходе и нагрузке, найдя для обоих случаев отношение Φ_W/Φ_1. На фиг. 443 представлены такие кривые поля при холостом ходе (пунктирные) и нагрузке (сплошные) для преобразователя с дополнительными полюсами. Постоянная ЭДС определяется потоком Φ_W между серединами щеток, обозначенными штрихпунктиром; переменная ЭДС — амплитудою основной гармоники Φ_1 всей кривой поля.



Фиг. 443. Кривые поля при холостом ходе (· ····) и нагрузке (————) у преобразователя с дополнительными полюсами.

Фиг. 444 а и b. Положение линии времени при максимальной и минимальной индукции в зоне коммутации. a) m нечетное число, b) m четное число.

Колебания во времени результирующей кривой возбуждения поля дают себя знать главным образом в зоне коммутации; они возникают как в обусловленной постоянным током, так и в обусловленной переменным током кривой возбуждения поля, но в первой из них они незначительны (см. § III B 7a, тома I), так что мы ими здесь пренебрежем. Колебания в кривой возбуждения, обусловленной переменным током, можно легко вычислить по мгновенным значениям этой кривой при синусоидальном во времени токе (см. [Л 20], § 49 B).

Мгновенное значение по поперечной оси, если не считаться с заглушением поля вихревыми токами, равно

$$\tilde{u}_q = \frac{w\xi}{2p} a \sum |\tilde{i}_i| \cos \psi, \tag{621a}$$

или, будучи отнесено к максимальному значению основной гармоники, у многофазных преобразователей

$$\frac{\tilde{u}_q}{\tilde{U}_q} = \frac{\pi}{2m} \sum \frac{|\tilde{i}_i|}{\sqrt{2}\tilde{I}_i} . \tag{621}$$

Предельные значения для этого отношения получаются, во-первых, в те моменты времени t_1 (фиг. 444a и b), когда линия времени совпадает с одним из фазных токов, а, во-вторых — в моменты t_2, когда

линия времени при нечетном числе контактных колец располагается перпендикулярно к одному из фазовых токов (фиг. 444a), а при четном числе контактных колец делит пополам угол сдвига фаз между токами смежных фаз (фиг. 444b).

В таблице 32 приведены предельные значения по уравн. (621), а также разность между ними для различных преобразователей. Преобразователи с нечетным числом контактных колец оказываются гораздо более выгодными, чем преобразователи с четным их числом, ибо одни и те же разности в первом случае достигаются при меньшем числе

Таблица 32.

Предельные мгновенные значения обусловленной переменным током кривой возбуждения поля в геометрической нейтральной зоне.

m	3	4	6	9	12
В момент $t = t_1$ $\tilde{u}_q$	$\frac{\pi}{3} = 1{,}0472$	$\frac{\pi}{4} = 0{,}7854$	$\frac{\pi}{3} = 1{,}0472$	1,0103	0,9770
„ „ $= t_2$ $\tilde{U}_q$	$\frac{\pi}{3}\frac{\sqrt{3}}{2} = 0{,}9069$	$\frac{\pi}{4}\sqrt{2} = 1{,}1107$	$\frac{\pi}{6}\sqrt{3} = 0{,}9069$	0,9949	1,0115
Разность	0,1403	0,3253	0,1403	0,0154	0,0345

контактных колец, чем во втором. Так, например, трехфазный преобразователь гораздо выгоднее четырехфазного, а девятифазный выгоднее двенадцатифазного. Для трех- и шестифазного преобразователей предельные значения одинаковы; на фиг. 442a и b они отмечены короткими горизонтальными черточками как для обусловленной переменным током кривой возбуждения поля, так и для результирующей. Отнесенное к амплитуде кривой возбуждения поля постоянного тока колебание результирующей кривой в нейтральных зонах, а именно 11,4% на фиг. 442a и 12% на фиг. 442b при $m = 3$ и 6, имеет у трех- и шестифазных преобразователей величину порядка отнесенного к полному току якоря превышения полного тока дополнительных полюсов над полным током якоря у обыкновенной машины постоянного тока. Чтобы по возможности обезвредить влияние этого колебания на коммутацию тока, воздушный промежуток в области дополнительных полюсов выбирают у преобразователей в несколько раз большим, чем у машин постоянного тока (см. § 4b). У девяти- и двенадцатифазного преобразователя колебания незначительны; они составляют приблизительно 1,3 и 2,8% от амплитуды обусловленной постоянным током кривой возбуждения поля.

Колебание у однофазного преобразователя преимущественно зависит от эффективности демпферной обмотки. Для его определения следовало бы разложить на отдельные вращающиеся волны стоячую, треугольно распределенную вдоль окружности якоря переменную волну, определить, принимая в расчет их скорости относительно индуктора, коэфициенты

заглушения обратного поля (см. § А 3c) и найти максимальные и минимальные временные значения в зоне коммутации.

b. Продольное поле якоря. Продольный полный ток якоря у преобразователя проявляется в том же виде, как и у синхронной машины. При отставании тока от продольной ЭДС (угол ψ положителен) он представляет собою обратный полный ток, равный

$$\Theta_{Ag} = \Theta_A \sin\psi, \tag{622a}$$

то-есть действует против полного тока индуктора. Если же ток опережает продольную ЭДС (угол ψ отрицателен), то обратный полный ток становится отрицательным и поддерживает полный ток индуктора. Если происходит преобразование переменного тока в постоянный, то-есть, если внутренняя мощность переменного тока отрицательна, то угол ψ тупой, что мы и считали выше нормальным. Действующий обратный полный ток Θ'_{Ag}, который надо вычесть из полного тока Θ индуктора, чтобы получить результирующий продольный полный ток

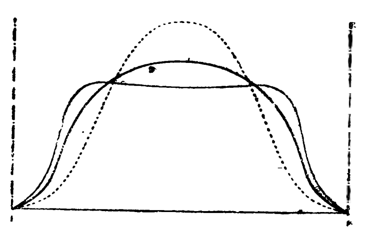
$$\Theta_l = \Theta - \Theta_{Ag}' \tag{622b}$$

(поскольку мы пренебрегаем изменением рассеяния индуктора), вычисляется по урав. (210a и b), но при этом можно приравнять нулю коэфициент k, так как поперечное поле относительно невелико. Таким образом, мы получаем у преобразователя для действующего обратного полного тока якоря величину

$$\Theta'_{Ag} = k_l \Theta_{Ag}, \tag{622}$$

причем для k_l мы можем подставить такое же значение, как и для синхронной машины (см. § II D 3a и b).

Таким образом, как и у синхронной машины, при изменении возбуждения, при неизменном напряжении на зажимах со стороны переменного тока обратный полный ток якоря Θ_{Ag}, а следовательно и угол сдвига фаз ψ изменяются. Так как кривая возбуждения поля, соответствующая обратному полному току якоря, распределена по окружности якоря синусоидально, а полный ток индуктора сосредоточен в междуполюсных пространствах, то вследствие изменения полного тока индуктора отношение Φ_W/Φ_1 несколько изменяется вместе с полным током якоря. Показанная на фиг. 445 толстой линией кривая изображает кривую поля при холостом ходе и $\psi = 0$. При том же потоке Φ_W, которым определяется постоянная ЭДС, мы получаем тогда при перевозбуждении, то есть когда ψ и Θ_{Ag} положительны, примерно тонкую сплошную кривую, а при недовозбуждении — примерно пунктирную кривую поля (фиг. 445). Здесь видно сразу, что при одном и том же Φ_W в случае перевозбуждения (тонкая сплошная кривая) Φ_1 меньше, а при



$\psi = 0$

Фиг. 445. Кривые поля холостого хода для $\psi = 0$ (толстая кривая), $\psi = \pi/2$ (тонкая кривая), $\psi = -\pi/2$ (пунктирная кривая) и $\Phi_W = \text{const}$.

недовозбуждении (пунктирная кривая) больше, чем при холостом ходе и $\psi = 0$. Таким образом, отношение между постоянной и переменной ЭДС-ами по урав. (598) больше при перевозбуждении, чем при недовозбуждении. У преобразователя, превращающего переменный ток в постоянный, мы посредством недовозбуждения получаем падение напряжения вследствие изменения кривой поля, при перевозбуждении же это падение напряжения становится отрицательным, то-есть, со стороны постоянного тока напряжение повышается. Впрочем, это изменение напряжения по сравнению с холостым ходом при $\psi = 0$ составляет обычно лишь несколько процентов; его можно приближенно найти по кривым поля, которые строятся согласно сказанному в §§ II D 1 b, c и 5, приняв во внимание сказанное в §§ IIG 2a, 4a и IIIA 4b тома I.

2. Падение напряжения в якорной обмотке.

Падение напряжения в якорной обмотке преобразователя слагается из активного и реактивного падений. В отношении того и другого мы еще будем различать падения, обусловленные активною и реактивною составляющей тока. Во всех случаях мы предполагаем, что со стороны постоянного тока имеем чисто постоянный ток, иными словами, — что колебания в постоянной ЭДС не сказываются на токе нагрузки со стороны постоянного тока. Для простоты мы далее предполагаем, что основная гармоника поперечного поля ничтожно мала ($\beta_i = 0$).

а. Активное падение напряжения на стороне переменного тока. Пусть участок AB якорной обмотки на фиг. 446 изображает одну фазу обмотки со стороны переменного тока, обтекаемую чисто переменным током

$$\tilde{i} = \sqrt{2}\,\tilde{I}\cos(\omega t + \psi)^1 = \sqrt{2}\,\tilde{I}(\cos\psi\cos\omega t - \sin\psi\sin\omega t) \qquad (623a)$$

Обозначим через $\tilde{R}$ активное сопротивление этой фазы обмотки; тогда активная составляющая переменного тока имеет следствием активное падение напряжения

$$\tilde{w}_a'' = \tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\cos\psi\cos\omega t \qquad (624a)$$

(тонкая сплошная косинусоида на фиг. 447), реактивная составляющая имеет следствием активное падение напряжения

$$\tilde{w}_r = -\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\sin\psi\sin\omega t \qquad (625)$$

(толстая сплошная синусоида на фиг. 447).

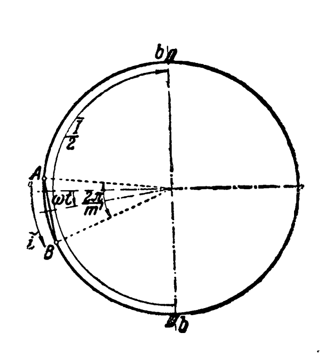
Кроме чисто переменного тока по той же фазе обмотки проходит еще постоянный ток $\bar{I}/2$, который пропорционален активной составляющей переменного тока, если пренебречь незначительными, механически компенсируемыми потерями ($\rho = 0$). Постоянный ток направлен

[1] В отличие от ранее принятой формы начертания здесь мы пишем $(\omega t + \psi)$ вместо $(\omega t - \psi)$, так что здесь положительный угол ψ означает опережающий ток.

против активной составляющей переменного тока, и когда эта фаза обмотки попадает под одну из щеток b (см. фиг. 446), то-есть при

$$\varkappa\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{m'}<\omega t<\varkappa\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{m'},$$

где $\varkappa$ — нечетное число, — то его направление в участке bB фазы обмотки противоположно направлению постоянного тока в участке Ab. Вызываемое постоянным током в этой фазе обмотки падение напряжения изменяется на протяжении этого углового участка линейно и при угле $\omega t=\varkappa\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{m'}$ имеет знак, противоположный тому знаку, который оно имеет при угле $\omega t=\varkappa\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{m'}$. Поэтому вызываемое постоянным током падение напряжения $\tilde{w}_G$ изменяется по трапецоидальной кривой



Фиг. 446. К вычислению активного падения напряжения на стороне переменного тока.

Фиг. 447. Активное падение напряжения на стороне переменного тока; $\tilde{w}'_a$ — обусловленное активным и постоянным токами, $\tilde{w}_r$ — обусловленное реактивным током.

(тонкая сплошная линия на фиг. 447). Если обозначить через $\bar{R}$ истинное сопротивление якорной обмотки со стороны постоянного тока, то соответственное сопротивление одной фазы обмотки равно

$$\tilde{R}_e=\frac{4\bar{R}}{m'}, \tag{624b}$$

так что амплитуда трапецоидальной кривой составляет

$$\frac{4\bar{R}}{m'}\frac{\bar{I}}{2}=\frac{2\bar{R}\bar{I}}{m'}.$$

Для падения напряжения, вызываемого постоянным током, мы можем написать ряд Фурье

$$\tilde{w}_G=-\frac{4}{\pi}\frac{2\bar{R}\bar{I}}{m'}\sum_{\nu}\frac{m'}{\pi\nu^2}\sin\nu\frac{\pi}{2}\sin\nu\frac{\pi}{m'}\cos\nu\omega t. \tag{624c}$$

Заменив постоянный ток $\bar{I}$ переменным током $\tilde{I}$ по урав. (603) и подставив активное сопротивление одной фазы обмотки, которое включает в себя растущие пропорционально квадрату переменного тока добавочные потери в массивных частях преобразователя,

$$\tilde{R} = k'_w \tilde{R}_e = \frac{4k'_w}{m'} \bar{R}, \tag{624d}$$

мы получаем

$$\tilde{w}_G =$$

$$= -\frac{m'^2 \sin \frac{\pi}{m'}}{\pi^2} \frac{1}{\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right) k'_w} \frac{\Phi_1}{\Phi_W} \tilde{R} \sqrt{2}\, \tilde{I} \cos\psi \sum_\nu \sin\nu \frac{\pi}{2} \frac{\sin \nu \frac{\pi}{m'}}{\nu^2} \cos\nu\omega t. \tag{624e}$$

Результирующее, вызываемое активным током активное падение напряжения в данной фазе обмотки на стороне переменного тока, равно

$$\tilde{w}'_a = \tilde{w}''_a + \tilde{w}_G; \tag{624}$$

оно показано на фиг. 447 толстою сплошною кривою $\tilde{w}'_a$. Введя для сокращения

$$\tilde{\gamma} = 1 - \left(\frac{m' \sin \frac{\pi}{m'}}{\pi}\right)^2 \frac{1}{\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right) k'_w} \frac{\Phi_1}{\Phi_W}, \tag{626a}$$

мы получаем для основной волны активного падения напряжения на стороне переменного тока, обусловленного активным током,

$$\tilde{w}'_{a1} = \tilde{\gamma} \tilde{R} \sqrt{2}\, \tilde{I} \cos\psi \cos\omega t. \tag{626}$$

Величина $\tilde{\gamma}$ приведена в таблице 33 для тех

$$\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right) \frac{k'_w \Phi_W}{\Phi_1}$$

Табл

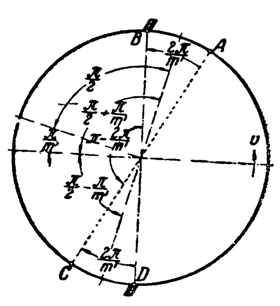
Коэфициенты γ для вычисления падений напряжения в обмотке

m'	2			3		
$\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right) k'_w \frac{\Phi_W}{\Phi_1}$	1	1,1	1,2	1	1,1	1,2
$\tilde{\gamma}$	0,595	0,632	0,662	0,316	0,378	0,430
$\bar{\gamma}$	0,189	0,108	0,027	0,189	0,108	0,027
$\ddot{u}$	2,000	2,200	2,400	1,185	1,304	1,422
$\bar{\gamma}_a$	1,379	1,498	1,617	0,564	0,602	0,639
$\tilde{\gamma}_a$	0,689	0,681	0,674	0,476	0,461	0,449
$\tilde{\gamma}_r$	0,595	0,595	0,595	0,316	0,316	0,316
$\bar{\gamma}_r$	1,189	1,308	1,427	0,375	0,412	0,450

равно 1,0; 1,1 и 1,2. На активное падение напряжения, вызываемое на стороне переменного тока реактивным током [$\tilde{w}_r$, урав. (625)] постоянный ток не оказывает влияния.

b. Активное падение напряжения на стороне постоянного тока. На стороне постоянного тока падение напряжения, обусловленное постоянным током, равно

$$\overline{w}_G = \overline{R}\,\overline{I}\,. \qquad (627a)$$



Фиг. 448. К вычислению падения напряжения на стороне постоянного тока; m' четное число.

Падение напряжения, вызываемое переменным током в якорной обмотке между щетками коллектора, изменяется периодически с периодом T/m'. Мы можем при четном числе фаз m' разложить его на три части (см. фиг. 448, составленная для $\omega t = 0$). Первая часть обусловлена переменным током в фазе обмотки AB, входящей в левую ветвь обмотки на фиг. 448, как раз в момент $t = 0$. Мы можем для этой части на протяжении времени $0 \leq t \leq T/m'$ или на протяжении угла $0 \leq \omega t \leq 2\pi/m'$ написать

$$\overline{w}_{AB} = -\frac{\omega t}{2\pi/m'}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\cos\left[\omega t - \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{m'}\right) + \psi\right] =$$

$$= -\frac{m'\omega t}{2\pi}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\left[\cos\psi\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right) + \sin\psi\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)\right]. \qquad (627b)$$

Вторая часть падения напряжения возникает в фазе обмотки BC, которая на протяжении всего периода T/m' находится в левой ветви обмотки фиг. 448. Амплитуда падения напряжения в этой части пропор-

ица 33

одноякорного преобразователя (β_i положено равным нулю).

6			12			∞		
1	1,1	1,2	1	1,1	1,2	1	1,1	1,2
0,088	0 171	0,240	0,023	0,112	0,186	0	0,091	0,167
0,189	0,108	0,027	0,189	0,108	0,027	0,189	0,108	0,027
0,889	0,978	1,067	0,829	0,912	0,995	0,811	0,892	0,973
0,268	0,276	0,283	0,208	0,210	0,212	0,189	0,189	0,189
0,301	0,282	0,266	0,251	0,230	0,213	0,234	0,213	0,195
0,088	0,088	0,088	0,023	0,023	0,023	0	0	0
0,078	0,086	0,094	0,019	0,021	0,023	0	0	0

циональна хорде BC на фиг. 448, и, следовательно, в

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{m'}\right)}{\sin\frac{\pi}{m'}}=\operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}$$

раз больше амплитуды $\overline{w}_{AB}$ при $\omega t=2\pi/m'$; угол сдвига фаз по фиг. 448 на $\pi/2$ больше, чем для $\overline{w}_{AB}$. Мы получаем, следовательно,

$$\overline{w}_{BC}=-\operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\left[\cos\psi\cos\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)-\sin\psi\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)\right]. \quad (627c)$$

Третья часть падения напряжения обусловлена током в участке обмотки CD, который на протяжении времени $0\leqslant t\leqslant T/m'$ постепенно покидает левую ветвь обмотки на фиг. 448. Для нее мы получаем

$$\overline{w}_{CD}=\frac{2\pi-m'\omega t}{2\pi}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\left[\cos\psi\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)+\right.$$
$$\left.+\sin\psi\cos\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)\right]. \quad (627d)$$

Результирующее падение напряжения равно на стороне постоянного тока

$$\overline{w}=\overline{w}_G+\overline{w}_{AB}+\overline{w}_{BC}+\overline{w}_{CD}. \quad (627)$$

Обусловленная активным током составляющая [урав. (627a) и первые члены урав. (627b — d)] равна

$$\overline{w}_a=\overline{R}\,\overline{I}+$$
$$+\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\cos\psi\left[\frac{\pi-m'\omega t}{\pi}\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)-\operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\cos\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)\right], \quad (628a)$$

обусловленная реактивным током составляющая [последние члены урав. 627b — d)] равна

$$\overline{w}_r=\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\sin\psi\left[\frac{\pi-m'\omega t}{\pi}\cos\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)+\right.$$
$$\left.+\operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)\right]. \quad (628b)$$

Если мы в последних уравнениях заменим сопротивление $\tilde{R}$ одной фазы обмотки через сопротивление $\overline{R}$ якорной обмотки на стороне постоянного тока [урав. (624d)] и фазный ток $\tilde{I}$ через постоянный ток $\overline{I}$ по урав. (603), то уравнения эти принимают вид

$$\overline{w}_a=\overline{R}\,\overline{I}\left\{1+\frac{8}{m'^2\sin\frac{\pi}{m'}}\left(1\underset{(-)}{+}\rho\right)k'_w\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\left[\frac{\pi-m'\omega t}{\pi}\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\cos\left(\omega t-\frac{\pi}{m'}\right)\right]\right\} \quad (629a)$$

и

$$\overline{w}_r = \overline{R}\,\overline{I}\,\frac{8}{m'^2 \sin\frac{\pi}{m'}}\left(1 \overset{+}{\underset{(-)}{}} \rho\right) k'_w \frac{\Phi_W}{\Phi_1} \operatorname{tg}\psi \left[\frac{\pi - m'\omega t}{\pi}\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right) + \right.$$

$$\left. + \operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)\right]. \qquad (629b)$$

Для стороны постоянного тока главную роль играет среднее значение

$$\overline{w}_m = \frac{m'}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi/m'} \overline{w}\, d\omega t, \qquad (630)$$

составляющие которого, независимо от m', оказываются равными

$$\overline{w}_{am} = \overline{\gamma}\,\overline{R}\,\overline{I} \qquad (630a)$$

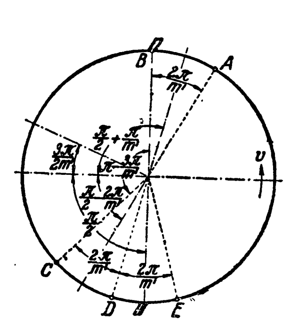
при сокращенном обозначении

$$\overline{\gamma} = 1 - \frac{8\left(1 \overset{+}{\underset{(-)}{}} \rho\right) k'_w}{\pi^2}\frac{\Phi_W}{\Phi_1} \qquad (630b)$$

и

$$\overline{w}_{rm} = 0. \qquad (630c)$$

Для $\left(1 \overset{+}{\underset{(-)}{}} \rho\right) k'_w \frac{\Phi_W}{\Phi_1} = 1$ получается $\overline{\gamma} = 0{,}1894$ (см. таблицу 32).



Фиг. 449. То же, что на фиг. 448, но m' нечетное число.

При нечетном числе фаз m' мы, вообще говоря, должны в отношении обусловленного переменным током на стороне постоянного тока падения напряжения различать четыре участка обмотки (см. фиг. 449), из которых участок BC отпадает только при $m' = 3$. Согласно фиг. 449 мы получаем в области $0 \leqslant \omega t \leqslant \frac{2\pi}{m'}$:

$$\overline{w}_{AB} = -\frac{m'\omega t}{2\pi}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\cos\left[\omega t - \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{m'}\right) + \psi\right], \qquad (631a)$$

$$\overline{w}_{BC} = -\frac{\cos\frac{3}{m'}\frac{\pi}{2}}{\sin\frac{\pi}{m'}}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\cos\left[\omega t - \frac{3\pi}{2m'} + \psi\right], \qquad (631b)$$

в области $0 \leqslant \omega t \leqslant \frac{\pi}{m'}$:

$$\overline{w}_{CD} = \tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{m'} + \psi\right), \qquad (631c)$$

$$\overline{w}_{DE} = \frac{\pi - m'\omega t}{2\pi}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\sin(\omega t + \psi), \qquad (631d)$$

и в области $\frac{\pi}{m'} \leqslant \omega t \leqslant \frac{2\pi}{m'}$:

$$\overline{w}_{CD} = \frac{3\pi - m'\omega t}{2\pi}\tilde{R}\sqrt{2}\,\tilde{I}\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{m'} + \psi\right), \qquad (631c')$$

$$\overline{w}_{DE} = 0. \qquad (631d')$$

Кроме того возникает еще падение напряжения, обусловленное постоянным током [урав. (627а)]. Если мы и здесь составим среднее значение составляющих падений напряжения на стороне постоянного тока на протяжении периода T/m', то получим то же значение, как и при четном числе фаз [урав. (630а) — (630с)].

с. Общее активное падение напряжения в якорной обмотке преобразователя. Приведя к стороне постоянного тока падение напряжения в одной фазе обмотки, обусловленное основною гармоникой активной составляющей переменного тока [урав. (626)] и заменив мгновенное значение $\tilde{w}'_{a1}$ через эффективное значение $\tilde{W}'_{a1}$, мы получаем на основании урав. (598) и (603)

$$\overline{w}'_{a1} = \tilde{W}'_{a1} \frac{\overline{E}}{\tilde{E}_1} = \ddot{u}\, \tilde{\gamma}\, \overline{R}\,\overline{I}\ , \tag{632}$$

где

$$\ddot{u} = \frac{8\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right) k'_w}{m'^2 \sin^2 \frac{\pi}{m'}} \left(\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\right)^2, \tag{632a}$$

и на основании урав. (630а) общее, п р и в е д е н н о е к с т о р о н е п о с т о я н н о г о т о к а активное падение напряжения, обусловленное активною составляющей тока в якорной обмотке преобразователя, получается равным

$$\underline{\overline{w}_{ag} = \overline{w}'_{a1} + \overline{w}_{am} = \overline{\gamma}_a \cdot \overline{R}\,\overline{I}} \tag{633}$$

где

$$\overline{\gamma}_a = \overline{\gamma} + \ddot{u}\,\tilde{\gamma} \tag{633a}$$

представляет собою коэфициент, на который нужно умножить падение напряжения $\overline{R}\,\overline{I}$, чтобы получить приведенное к стороне постоянного тока, обусловленное активным током общее падение напряжения в преобразователе. Этот коэфициент, так же как и коэфициент преобразования $\ddot{u}$ по урав. (632а), приведены в таблице 33 для случаев, когда $\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right) k'_w \frac{\Phi_W}{\Phi_1}$ равно 1,0, 1,1 и 1,2.

С другой стороны, приведя среднее падение напряжения на стороне постоянного тока к одной фазе обмотки со стороны переменного тока, мы получаем

$$\tilde{W}_{am} = \overline{w}_{am} \frac{\tilde{E}_1}{\overline{E}} = \frac{\overline{\gamma}}{\ddot{u}} \cdot \tilde{R}\tilde{I} \cos\psi \tag{634}$$

и общее обусловленное активным током активное падение напряжения, приведенное к одной фазе обмотки с о с т о р о н ы п е р е м е н н о г о т о к а.

$$\underline{\tilde{W}_a = \tilde{W}'_{a1} + \tilde{W}_{am} = \tilde{\gamma}_a \cdot \tilde{R}\tilde{I}\cos\psi,} \tag{635}$$

где

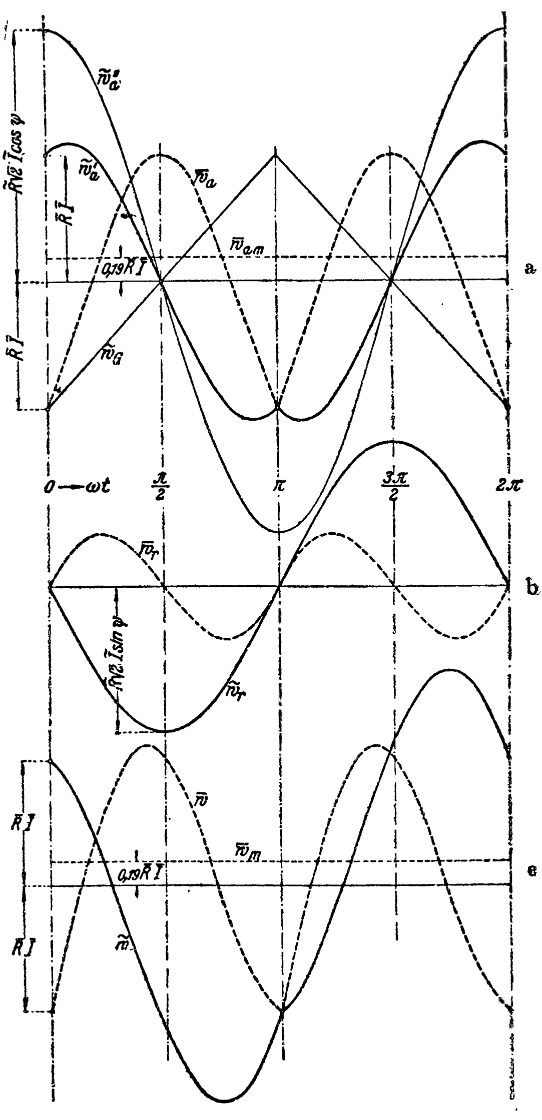
$$\tilde{\gamma}_a = \tilde{\gamma} + \frac{\overline{\gamma}}{\ddot{u}} \tag{635a}$$

представляет собою коэфициент, на который нужно умножить падение напряжения, обусловленное активным током в одной фазе обмотки, чтобы получить общее активное падение напряжения в преобразователе, обусловленное активным током. Этот коэфициент также приведен в таблице 33.

Кроме того возникает еще активное падение напряжения на стороне переменного тока, обусловленное реактивным током [урав. (625), стр. 576].

Для пояснения совместного действия падений напряжения в якорной обмотке на стороне переменного и на стороне постоянного тока, рассмотрим отдельные части падения напряжения сперва у однофазного, а затем у многофазного преобразователя.

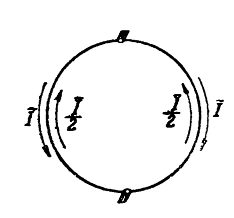
При рассмотрении **однофазного преобразователя** мы допустим, что основная гармоника обратного поля якоря и высшие гармоники возбуждаемого переменным током якорного поля полностью уничтожены. вызванное активным током $\tilde{I}$ $\cos\psi$ в одной фазе обмотки на стороне переменного тока падение напряжения $\tilde{w}''_a$ [урав. (624a)] показано тонкою косинусоидою на фиг. 450a, а вызванное постоянным током в этой фазе обмотки падение напряжения $\tilde{w}_G$ — тонкою треугольной кривой (ср. фиг. 447, но $m' = 2$). Сумма этих кривых дает показанную на фиг. 450a толстую кривую, изображающую результирующее падение напряжения $\tilde{w}'_a$ в одной фазе обмотки на стороне переменного тока. По урав. (629a) мы получаем при



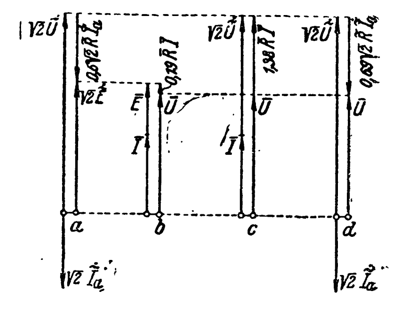
Фиг. 450 a—c. Активное падение напряжения у однофазного одноякорного преобразователя; ———— со стороны переменного тока, - - - - - со стороны постоянного тока; a) обусловленное активным током, b) реактивным током ($\psi = 30$ или 150°), c) результирующим током.

$m' = 2$ вызванное активным током на стороне постоянного тока падение напряжения $\overline{w}_a$, которое показано начерченной толстыми черточками кривой на фиг. 450а, причем среднее значение этой кривой представляет собой линия параллельная к оси абсцисс, изображенная на той же фиг. 450а пунктиром.

Общее падение напряжения, возникающее в якорной обмотке преобразователя, должно равняться нулю в те моменты времени, когда точки ответвления на обмотке, соединенные с контактными кольцами, попадают под щетки коллектора (фиг. 451). В этом можно убедиться, рассмотрев отдельные падения напряжения при временных углах $\omega t = 0$, π, 2π и т. д. В момент $t = 0$ падение напряжения на стороне постоянного тока отрицательно, его величина равна положительному падению напряжения в данной фазе обмотки на стороне переменного тока, так что общее возникающее в якорной обмотке преобразователя падение напряжения равно нулю. Далее падение напряжения на стороне постоянного тока возрастает, достигает при $\omega t = \pi/2$ (своего положительного) максимального значения, снова понижается и при $\omega t = \pi$ имеет то же отрицательное значение, как и в момент $t = 0$. Тогда падения напряжения на стороне постоянного и на стороне переменного тока снова по своей величине равны друг другу. У них один и тот же знак, потому что рассматриваемая фаза обмотки со стороны переменного тока расположена теперь в другой ветви якорной обмотки постоянного тока (см. фиг. 451) и поэтому обтекается токами в направлении, противоположном тому, в каком она обтекалась в момент $\omega t = 0$. Общее падение напряжения в якорной обмотке преобразователя равно, следовательно, нулю и при временном угле $\omega t = \pi$. При всех остальных положениях ответвлений относительно щеток на коллекторе, когда места ответвлений не находятся непосредственно под щетками постоянного тока, в якорной обмотке преобразователя возникает падение напряжения, изменяющееся во времени. Основная его гармоника на стороне переменного тока составляет лишь часть (у однофазного преобразователя около 0,595) от падения напряжения, происходящего при работе преобразователя в качестве синхронной машины, и его среднее значение на стороне постоянного тока составляет лишь часть (а именно 0,189) от падения напряжения, происходящего при работе преобразователя в качестве машины постоянного тока.



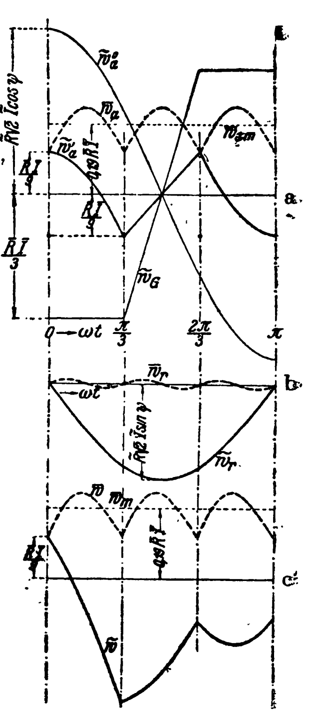
Фиг. 451. Однофазный преобразователь.



Фиг. 452. Активные падения напряжения, обусловленные активными токами у однофазного преобразователя с преувеличенным сопротивлением якоря.

Процессы эти поясняются показанными на фиг. 452a—d диаграммами напряжений; фиг. 452a относится к стороне переменного тока, b — к стороне постоянного тока. На фиг. 452c общее падение напряжения

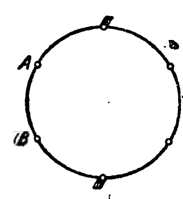
в якорной обмотке преобразователя отнесено к стороне постоянного тока (см. таблица 33), а на фиг. 452d — к стороне переменного тока. Сопротивление якорной обмотки, положенное в основу диаграмм для ясности, преувеличено.



Фиг. 453 a—c. То же, что на фиг. 450 a—c, но у шестифазного преобразователя.

Если угол ψ не равен нулю, то как на стороне переменного, так и на стороне постоянного тока возникает еще падение напряжения, обусловленное реактивным током [урав. (625) и (629b)]. При ψ равном 30° или 150° падение напряжения $\widetilde{w}_r$, вызываемое реактивным током на стороне переменного тока, показано на фиг. 450b сплошною кривой, а вызываемое на стороне постоянного тока $\overline{w}_r$ — кривой из черточек. Среднее падение напряжения на стороне постоянного тока равно нулю. В тот момент, когда точки ответвлений попадают под щетки коллектора ($\omega t = 0, \pi, 2\pi$), активное падение напряжения, вызываемое реактивным током, тоже равно нулю для обеих сторон преобразователя. На фиг. 450c представлены еще результирующие падения напряжения при угле сдвига фаз ψ равном 30° или 150° для обеих сторон преобразователя, получающиеся посредством наложения друг на друга фиг. 450a и b.

Подобным же образом проявляются падения напряжения и у **многофазного преобразователя**, с тем лишь отличием, что у него обусловленное активным током падение напряжения на стороне переменного тока почти исчезает и колебания в падении напряжения на стороне постоянного тока весьма незначительны. На фиг. 453a и b изображены отдельные активные падения напряжения у шестифазного преобразователя на протяжении полупериода $T/2$. Тонкие кривые на фиг. 453a и b изображают собою доли участия активного переменного тока и постоянного тока в падении напряжения у одной фазы обмотки. Толстая кривая представляет собой результирующее активное падение напряжения, обусловленное активным током в одной фазе обмотки со стороны переменного тока, а пунктирная кривая — результирующее падение напряжения на стороне постоянного тока при чисто активном токе. Пунктирная прямая, параллельная оси абсцисс, представляет собою его среднее во времени значение. При рассмотрении активного падения напряжения у преобразователя, вызванного активным током в те моменты времени, когда места ответвлений попадают под щетки, мы должны помнить, что здесь в ветви обмоток и стороны постоянного тока расположена не только рассматриваемая фаза обмотки со стороны переменного тока (AB на фиг. 454 в момент $t = 0$), но и обе соседние фазы.

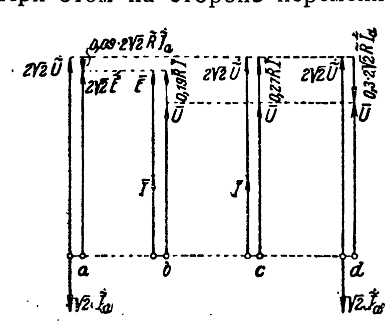


Фиг. 454. Шестифазный преобразователь.

В момент $t=0$ (фиг. 453a) падение напряжения на стороне переменного тока между щетками коллектора должно быть дополнено теми падениями напряжения, которые возникают в обеих смежных фазах обмотки. В этих двух фазах обмотки падение напряжения таково же, как в AB при $\omega t = \pm \pi/3$, иными словами, общее падение напряжения на стороне переменного тока $\frac{1}{9}\bar{R}\bar{I} - \frac{2}{9}\bar{R}\bar{I} = -\frac{1}{9}\bar{R}\bar{I}$ (на фиг. 453a оно изображено небольшим кружком) и его величина равна (положительному) падению напряжения на стороне постоянного тока. Таким образом, в момент $t=0$ общее падение напряжения в якоре преобразователя равно нулю. При временном угле $\omega t = \frac{\pi}{3}$ точка ответвления у B на фиг. 454 находится под щеткою коллектора, и общее падение напряжения между щетками коллектора на стороне переменного тока равно сумме падений напряжения в фазе AB при временных углах $\omega t = \pi/3,\ 0,\ -\pi/3$,

то-есть снова $-\frac{1}{9}\bar{R}\bar{I}$, и по величине оно равно (положительному) падению напряжения на стороне постоянного тока. Таким образом, констатируем, что для всех положений преобразователя, при которых места ответвлений находятся под щетками коллектора, общее активное падение напряжения, равно нулю, как этого и следовало, разумеется, ждать.

На фиг. 455a — d эти процессы пояснены диаграммами напряжений. При этом на стороне переменного тока взято двукратное максимальное значение напряжения в одной фазе обмотки, чтобы облегчить сравнение напряжений на обеих сторонах преобразователя. На фиг. 455a представлена диаграмма напряжений для стороны переменного тока, на фиг. 455b — для стороны постоянного тока. На фиг. 455c результирующее активное падение напряжения от активного тока отнесено к стороне постоянного тока, на фиг. 455d — к стороне переменного тока. При сравнении этих диаграмм с фиг. 452 надо иметь в виду, что в целях ясности сопротивления $\bar{R}$ для фиг. 455 на стороне постоянного тока взято пятикратным по сравнению с сопротивлением на фиг. 452, которое и без того преувеличено.

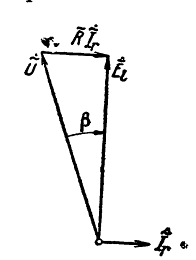


Фиг. 455. То же, что на фиг. 452, но для шестифазного преобразователя и при пятикратном сопротивлении якоря.

На фиг. 453b показаны активные падения напряжения, вызванные реактивным током, для случая когда угол сдвига фаз ψ равен 30° или 150°. Сплошная кривая — падение напряжения в фазе обмотки на стороне переменного тока. Среднее падение напряжения на стороне постоянного тока равно нулю. В те моменты, когда места ответвления попадают под щетки ($\omega t = 0, \pi/3, 2\pi/3$), падение напряжения на стороне постоянного тока тоже равно нулю и тоже относится к сумме падений напряжения в фазах обмотки со стороны переменного тока, расположенных между щетками постоянного тока.

На фиг. 453c показаны еще результирующие падения напряжения при угле сдвига фаз ψ равном 30° или 150° для обеих сторон преобразователя, получающиеся посредством наложения друг на друга фиг. 453a и b.

Согласно нашим исследованиям, реактивный ток создает на стороне переменного тока активное падение напряжения, которое на стороне постоянного тока не компенсируется каким-либо соответственным (отрицательным) падением напряжения даже при любом, как угодно большом числе контактных колец m'. Этот результат на первый взгляд представляется непонятным, когда мы рассматриваем преобразователь, у которого число контактных колец равно числу коллекторных пластин. У такого преобразователя пластины коллектора, по которым скользят щетки, непосредственно соединены с контактными кольцами, так что ожидать падения напряжения в якорной обмотке преобразователя не приходится. Чтобы выяснить это кажущееся противоречие, рассмотрим процессы в векторной диаграмме. Реактивным падением напряжения мы при этом рассмотрении будем пренебрегать. Тогда, например, при перевозбуждении диаграмма напряжений имеет вид, представленный на фиг. 456. Напряжение на зажимах $\dot{\tilde{U}}$ на стороне переменного тока сдвинуто по фазе на величину угла β относительно продольной ЭДС $\dot{E}_l$, имеющей основное значение для стороны постоянного тока. В те моменты, когда точки ответвлений попадают под щетки коллектора, напряжение на зажимах теперь уже не достигает максимума, как при отсутствии реактивных токов, а имеет мгновенное значение $\tilde{U}\cos\beta = E_l$. Таким образом, хотя в тот момент, когда точки ответвления попадают под щетки коллектора, падение напряжения не может в якорной обмотке проявиться непосредственно, оно вызывает смещение вращающегося поля относительно индуктора и неподвижных в пространстве щеток коллектора, и это смещение проявляется в такой же форме, как падение напряжения в якорной обмотке.



Фиг. 456. Влияние реактивного тока и активного сопротивления.

d. Падение напряжения от рассеяния. Падение напряжения от рассеяния пропорционально производной тока по времени. Если обозначить через X_σ реактивное сопротивление от рассеяния, которым определяется падение напряжения в одной фазе обмотки со стороны переменного тока, то мы получаем из урав. (624a) и (625) создаваемые в этой фазе чистым переменным током составляющие реактивного падения напряжения, заменив $\tilde{R}$ через X_σ, $\sin\omega t$ через $\cos\omega t$ и $\cos\omega t$ через $-\sin\omega t$:

$$\tilde{b}_a = -X_\sigma\sqrt{2}\,\tilde{I}\cos\psi\sin\omega t, \tag{636a}$$

$$\tilde{b}_r = -X_\sigma\sqrt{2}\,\tilde{I}\sin\psi\cos\omega t. \tag{636b}$$

В рассматриваемой фазе обмотки вследствие коммутирования постоянного тока и под воздействием коммутирующего поля индуктируются

ЭДС-ы, когда данная фаза обмотки попадает под щетки коллектора. Этими ЭДС-ами мы пренебрежем или, вернее, допустим, что их сумма равна нулю, как это приблизительно и соответствует действительности у преобразователей с неслишком широкими дополнительными полюсами.

На стороне постоянного тока мы получаем по урав. (628 a и b) составляющие реактивного падения напряжения, заменив $\tilde{R}$ через X_σ, $\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)$ через $\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)$ и $\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)$ через $-\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)$, и зачеркнув (постоянное) омическое падение $\overline{I}\overline{R}$:

$$\overline{b}_a = X_\sigma \sqrt{2}\tilde{I}\cos\psi\left[\frac{\pi - m'\omega t}{\pi}\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right) + \operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)\right], \quad (637\,a)$$

$$\overline{b}_r = X_\sigma \sqrt{2}\tilde{I}\sin\psi\left[-\frac{\pi - m'\omega t}{\pi}\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right) + \operatorname{ctg}\frac{\pi}{m'}\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{m'}\right)\right]. \quad (637\,b)$$

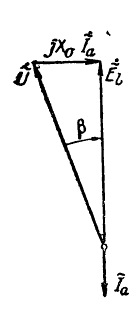
Средние значения, играющие главную роль на стороне постоянного тока, мы получаем равными

$$\overline{b}_{am} = 0 \quad (638\,a)$$

$$\overline{b}_{rm} = \frac{m'^2}{\pi^2}\sin\frac{\pi}{m'}X_\sigma\sqrt{2}\tilde{I}\sin\psi = \frac{8}{\pi^2}(1 \underset{(-)}{+} \rho)k'_w\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\frac{X_\sigma}{\tilde{R}}\operatorname{tg}\psi\cdot\overline{R}\overline{I} =$$

$$= (1 - \overline{\gamma})\frac{X_\sigma}{\tilde{R}}\operatorname{tg}\psi\cdot\overline{R}\overline{I}. \quad (638\,b)$$

Таким образом среднее значение реактивного падения напряжения, вызванного на стороне постоянного тока активною составляющей тока, равно нулю, так что активный ток вызывает реактивное падение напряжения $\tilde{b}_a$ [урав. (636 a)] только на стороне переменного тока. Из диаграммы напряжений фиг. 457 мы видим, что активная составляющая тока, вызывающая реактивное падение напряжения, проявляется в той же форме, как реактивная составляющая тока, вызывающая активное падение напряжения (см. фиг. 456), то-есть, что вызванное активным током реактивное падение напряжения на стороне переменного тока влечет за собою сдвиг напряжения на зажимах относительно продольной ЭДС, так что для стороны постоянного тока сохраняет значение только величина



Фиг. 457. Влияние активного тока и реактивного сопротивления.

$$\tilde{U}\cos\beta = \tilde{E}_l.$$

Зато реактивный ток вызывает падение напряжения как на стороне переменного тока [урав. (636 b)], так и на стороне постоянного тока [урав. (638 b)]. Отнеся среднее падение напряжения на стороне постоянного тока к одной фазе обмотки стороны переменного тока и введя для него эффективное значение, мы получаем

$$\tilde{B}_{rm} = \overline{b}_{rm}\frac{\tilde{E}_1}{\overline{E}} = \left(\frac{m'\sin\frac{\pi}{m'}}{\pi}\right)^2\frac{\Phi_1}{\Phi_W}X_\sigma\tilde{I}\sin\psi, \quad (639\,a)$$

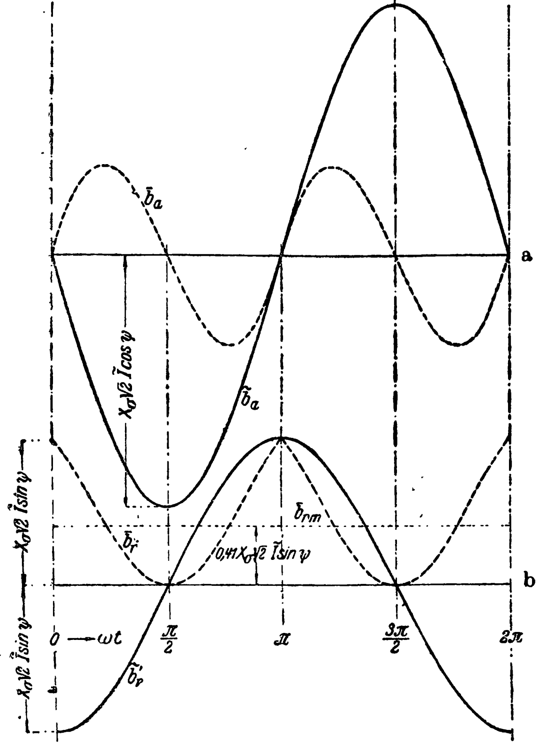
и тогда для общего реактивного падения напряжения, обусловленного реактивным током и отнесенного к одной фазе обмотки стороны переменного тока получается

$$\underline{\tilde{B}_r = \tilde{B}_r' - \tilde{B}_{rm} = \tilde{\gamma}_r X_\sigma \tilde{I} \sin\psi,} \tag{639}$$

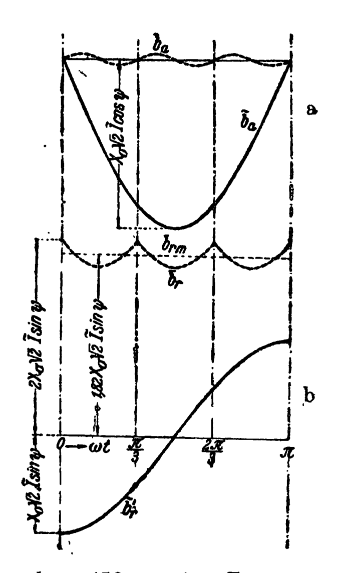
где

$$\tilde{\gamma}_r = 1 - \left(\frac{m' \sin\frac{\pi}{m'}}{\pi}\right)^2 \frac{\Phi_1}{\Phi_W} \tag{639 b}$$

приведено в таблице 33 для случаев, когда $\frac{\Phi_1}{\Phi_W} = 1{,}0,\ 1{,}1$ и $1{,}2$. $\tilde{\gamma}_r$ — коэфициент, на который нужно умножить реактивное падение напряжения $X_\sigma \tilde{I} \sin\psi$, обусловленное реактивным током, чтобы получить общее реактивное падение напряжения в преобразователе, обусловленное реактивным током.



Фиг. 458 a и b. Реактивное падение напряжения у однофазного преобразователя; ——— на стороне переменного тока, - - - - - - - - на стороне постоянного тока; a) обусловленное активным током, b) обусловленное реактивным током.



Фиг. 459 a и b. То же, что на фиг. 458 a и b, но для шестифазного преобразователя.

С другой стороны, отнеся к стороне постоянного тока реактивное падение напряжения, обусловленное реактивным током в одной фазе

обмотки, мы получаем

$$\bar{b}_r' = \tilde{B}_r' \frac{\bar{E}}{\tilde{E}_1} = \bar{u} \frac{X_\sigma}{\tilde{R}} \operatorname{tg} \psi \cdot \overline{RI} \tag{640 a}$$

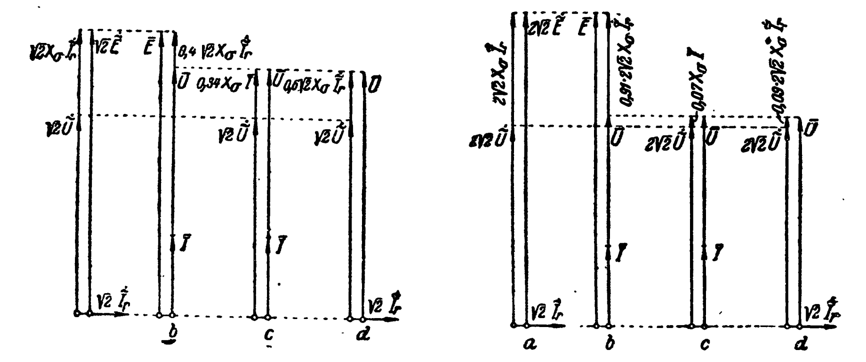
и для общего, обусловленного реактивным током, отнесенного к стороне постоянного тока реактивного падения напряжения, получается

$$\bar{b}_{rg} = \bar{b}'_r - \bar{b}_{rm} = -\bar{\gamma}_r \cdot \frac{X_\sigma}{\tilde{R}} \operatorname{tg} \psi \cdot \overline{RI} \tag{640}$$

где

$$\bar{\gamma}_r = \bar{u} \tilde{\gamma}_r \tag{640 b}$$

приведено в таблице 33 для случая, когда $(1 \binom{+}{-} \rho) k'_w = 1$ и $\frac{\Phi_W}{\Phi_1} = 1{,}0$, 1,1 и 1,2.



Фиг. 460 и 461. Реактивное падение напряжения, обусловленное реактивным током; фиг. 460—однофазный, фиг. 461 — шестифазный преобразователь.

На фиг. 458 a и b для однофазного преобразователя, и на фиг. 459 a и b для шестифазного преобразователя представлены отдельные составляющие реактивного падения напряжения, причем угол ψ принят равным 30° или 150°. Диаграммы „a" относятся к активному току, „b" — к реактивному. На фиг. 460 и 461 пояснено совместное действие обусловленных реактивным током реактивных падений напряжения, в виде примера — при перевозбуждении. Диаграммы „a" изображают диаграммы напряжений на стороне переменного тока, диаграммы „b" — на стороне постоянного тока; на диаграммах „c" общее реактивное падение напряжения, вызываемое реактивным током, отнесено к стороне постоянного, а на диаграммах „d" — к стороне переменного тока.

3. Диаграммы напряжений и изменение напряжения преобразователя

Кроме рассмотренных в § 2 падений напряжения в якорной обмотке преобразователя, возникают еще падения напряжения, вызываемые пере-

ходным сопротивлением щеток на стороне постоянного и на стороне переменного тока, изменением кривой поля и — у однофазных преобразователей — обратным полем якорной обмотки.

Падение напряжения U_b в переходном сопротивлении щеток на стороне постоянного тока (см. том I, § II K) можно примерно считать равным 2 V для двойного контакта коллектор-щетки (см. также „Правила и нормы“ § 38). Если обозначить падение напряжения в переходном сопротивлении одной щетки на стороне переменного тока (на контактном кольце) через $\frac{U_b}{2}$, то падение напряжения, отнесенное к одной фазе обмотки, равно $U_b \sin\frac{\pi}{m'}$, причем для угольных щеток $U_b \approx 2$ V при металло-угольных (например, содержащих бронзу) щетках $U_b \approx 0{,}6$ V.

Чтобы составить себе представление о влиянии этих отдельных падений напряжения, построим сперва диаграммы напряжений, например, для перевозбужденного трехфазного преобразователя, при реактивном токе, равном половине активного тока, по отношению к переменной ЭДС $\tilde{\dot{E}}_l$. Чтобы отдельные части падения напряжения выявились по возможности резче, примем для активного сопротивления $\tilde{R}$ и для реактивного сопротивления рассеяния X_σ величины, в пять раз превышающие значения, измеренные у одного трехфазного преобразователя мощностью 24 kW при напряжении постоянного тока 120 V ($\tilde{R} = 0{,}06$, $X_\sigma = 0{,}078\ \Omega$ на фазу). Встречающиеся в уравнениях предыдущего параграфа значения мы возьмем из таблицы 33 при

$$\frac{(1 \overset{+}{(-)} \rho)k'_w\Phi_W}{\Phi_1} = 1.$$

При коэфициенте преобразования $\ddot{u}_E$ мы получаем для продольной ЭДС

$$\tilde{E}_l = \frac{\bar{E}}{\ddot{u}_{El}}, \tag{641a}$$

где положено

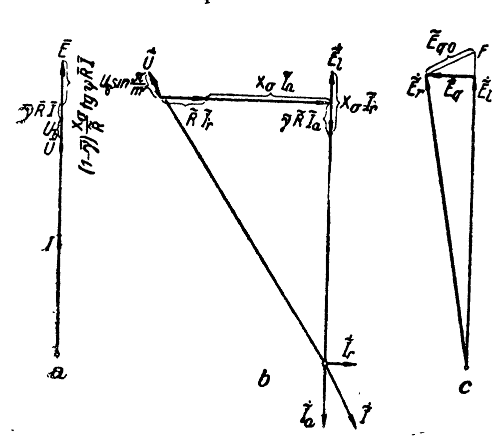
$$\ddot{u}_{El} = \frac{\ddot{u}_E}{\cos\beta_i}. \tag{641}$$

При нагрузке отношение $\ddot{u}_{El}$ по сравнению с холостым ходом изменяется. Как мы видели в § B 1b, $\ddot{u}_{El}$ при перевозбуждении становится больше, а при недовозбуждении меньше. $\ddot{u}_E$ можно определить по кривой плоя при нагрузке, но это изменение в большинстве практических случаев невелико. Мы допустим здесь, что $\Phi_1 \approx \Phi_{1l} = \Phi_W$, и получаем тогда по таблице 29 $\ddot{u}_{El} = \ddot{u}_E = 1{,}633$. Для большей наглядности изобразим диаграммы напряжений на стороне переменного тока в $\ddot{u}_{El}$-кратном масштабе. Тогда длины $\bar{E}$ и $\tilde{E}_l$ становятся друг другу равными (см. фиг. 462a и b).

Основная гармоника результирующего поперечного поля у одноякорного преобразователя без дополнительных полюсов составляет очень

небольшую долю от соответственной гармоники при работе его в качестве чисто синхронной машины, потому что фиктивные поперечные поля, обусловленные постоянным током и переменным током, почти нейтрализуют друг друга (см. фиг. 442a и b). У преобразователей с дополнительными полюсами, где результирующее поле в зоне коммутации направлено против фиктивного якорного поперечного поля постоянного тока, основная гармоника результирующего поперечного поля больше. Во всех практических случаях она имеет у преобразователя тот же знак, что и у синхронной машины.

Если угол сдвига фаз ψ известен, то мы можем найти ЭДС поперечного поля $\tilde{E}_q$ согласно сказанному в § II D 2 b, по характеристике холостого хода при полном токе $\Theta'_{Aq} = k_q \Theta_{Aq}$, и тогда $\dot{\tilde{E}}_r = \dot{\tilde{E}}_l + \dot{\tilde{E}}_q$(фиг. 462c). Из $\tilde{E}_r$ надо вычесть потери напряжения в обмотке преобразователя и в переходных сопротивлениях щеток, чтобы получить напряжение на контактных кольцах $\tilde{U}$.



Фиг. 462 а—с. Диаграммы напряжений преобразователя; а) сторона постоянного тока, b) сто переменного тока, если $\tilde{E}_q = 0$, с) влияние $\tilde{E}_q$.

Если угол сдвига фаз ψ неизвестен и если мы, следовательно, строим диаграмму напряжений, исходя из напряжения на контактных кольцах $\dot{\tilde{U}}$, то путем прибавления падений напряжения к $\dot{\tilde{U}}$ мы получаем результирующую ЭДС $\dot{\tilde{E}}_r$ и прибавляем к ней под углом $\frac{\pi}{2}$ относительно $\dot{\tilde{I}}$ в направлении опережения ЭДС $\tilde{E}_{q0}$(точка F на фиг. 462c), которую по значению полного тока $\Theta'_A = k_q \Theta_A$ надо найти по характеристике холостого хода. Затем по известному нам способу мы получаем $\dot{\tilde{E}}$ и, согласно фиг. 462a, напряжение на зажимах $\bar{U}$ на стороне постоянного тока.

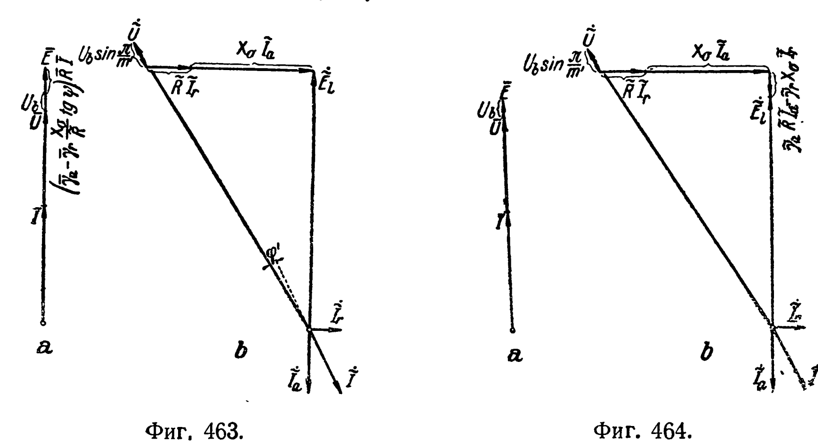
Следует отметить, что здесь значения k_q будут иными, чем у синхронной машины; для преобразователей они могут быть найдены в большинстве случаев лишь по результирующей кривой поля, как это мы показали в § II D 3 b. Величина k_q, а, следовательно, и $\tilde{E}_q$ у преобразователя составляют только небольшую долю тех значений, которые они имеют у синхронной машины, и на них почти не влияет степень насыщения машины. Величина k_q зависит главным образом от фиктивного коммутирующего поля, но на нее влияет также, как мы увидим в § 4b, угол β_i, и она при недовозбуждении и перевозбуждении различна.

Так как здесь нам прежде всего важно показать отдельные части падений напряжения якорной обмотки в диаграмме напряжений, то мы

допустим, что ЭДС $\tilde{E}_q$, индуктируемая поперечным полем, ничтожно мала, так что мы можем положить

$$\dot{\tilde{E}}_l \approx \dot{\tilde{E}}_r. \tag{641b}$$

Таким образом мы получаем напряжение на зажимах одной фазы между щетками, как разность между $\dot{\tilde{E}}_l$ и падениями напряжения в сопротивле-

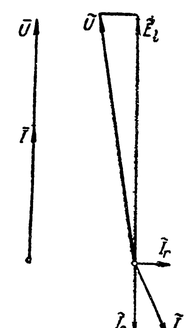


Фиг. 463. Фиг. 464.

Диаграммы напряжений преобразователя. Совпадающие по фазе с активным током падения напряжения отнесены на фиг. 463 к стороне постоянного тока, на фиг. 464 к стороне переменного тока.

ниях, как это представлено на фиг. 462b. При этом U_b означает падение напряжения в переходном сопротивлении щеток. Для ясности мы предположили, что на контактные кольца наложены также угольные щетки с $U_b = 2$ V. Возникновение остальных частей падения напряжения рассмотрено в § 2.

Мы видели там, что совпадающие по фазе с активным током падения напряжения в обмотке можно относить либо к стороне постоянного, либо к стороне переменного тока. На фиг. 463a и b эти падения отнесены к стороне постоянного тока, на фиг. 464 a и b — к стороне переменного тока. При этом получается одно и то же напряжение $\dot{\tilde{U}}$; но ЭДСы $\bar{E}$ и $\tilde{E}_l$ уже не вполне соответствуют действительности.



Фиг. 465. Диаграммы напряжений; практический случай.

Среди диаграмм фиг. 462—464 наиболее наглядной представляется диаграмма фиг. 464, где падения напряжения на стороне постоянного тока (за исключением падения, обусловленного переходным сопротивлением щеток) отнесены к стороне переменного тока. Для этого случая построены также диаграммы напряжений фиг. 465a и b с действительными значениями $\tilde{R}$ и X_σ, для того трехфазного преобразователя, которым мы задались с тем, чтобы показать порядок величин падения напряжения в практическом случае. Падение напря-

жения в переходных сопротивлениях щеток для ясности приравнено здесь нулю.

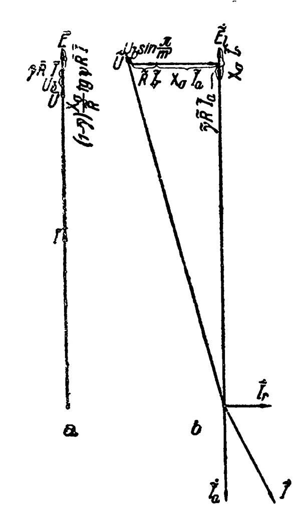
Зато для аналитического определения падения напряжения и изменения напряжения лучше исходить из фиг. 463 a и b. При этом мы примем также в расчет поперечную ЭДС $\tilde{E}_q$ (см. фиг. 462 c). По фиг. 463 a:

$$\bar{E} = \bar{U} + U_b + \left(\bar{\gamma}_a - \bar{\gamma}_r \frac{X_\sigma}{\tilde{R}} \operatorname{tg} \psi\right) \overline{RI}, \tag{642 a}$$

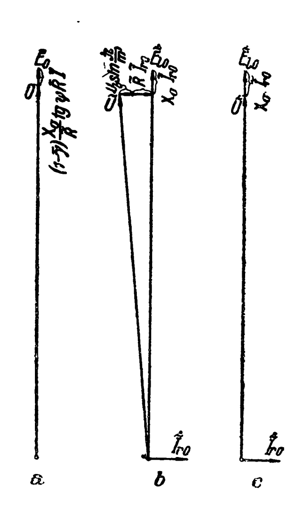
по фиг. 463 b с учетом $\tilde{E}_q$

$$\ddot{u}_{El} \tilde{U} \approx \sqrt{\bar{E}^2 + \ddot{u}^2_{El}(\widetilde{R}\tilde{I}_r + X_\sigma \tilde{I}_a + \tilde{E}_q)^2} + \ddot{u}_{El} U_b \sin \frac{\pi}{m'} \cos \varphi', \tag{642 b}$$

причем это равенство только приближенно потому, что вектор подко-



Фиг. 466 a и b. Диаграммы напряжений при нагрузке.



Фиг. 467 a—c. Диаграммы напряжений при холостом ходе и при том же возбуждении, как на фиг. 466.

ренной величины и $\ddot{u}_{El} \dot{U}_b \sin \frac{\pi}{m'}$ в сущности следовало бы сложить геометрически. Ток $\tilde{I}_r$ при перевозбуждении положителен, при недовозбуждении отрицателен, $\tilde{I}_a$ и $\tilde{E}_q$ положительны при преобразовании переменного тока в постоянный и отрицательны при преобразовании постоянного тока в переменный, $\ddot{u}_{El}$ определяется уравн. (641).

Допустим сперва, что при холостом ходе возбуждение отрегулировано на минимальный переменный ток. Коэфициент преобразования будет, вообще говоря, при холостом ходе иным, чем при нагрузке. Обозначив его через $\ddot{u}_{El0}$, мы получаем для изменения напряжения

$$v = \frac{\ddot{u}_{El0} \tilde{U} - \bar{U}}{\bar{U}}, \tag{643}$$

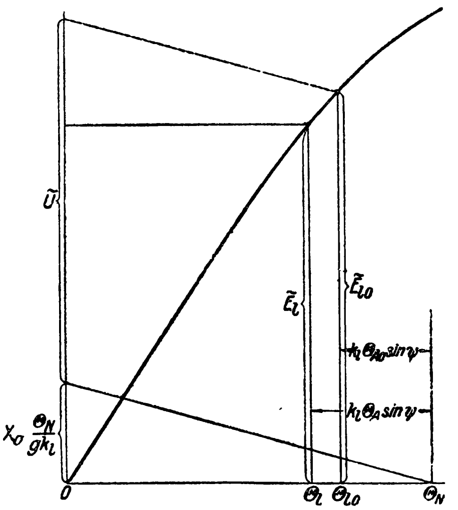
где

$$\ddot{u}_{El0}\widetilde{U}=\sqrt{\left(\frac{\ddot{u}_{El0}}{\ddot{u}_{El}}\right)^2\widetilde{E}^2+\ddot{u}_{El0}^2(\widetilde{R}\widetilde{I}_r+X_\sigma\widetilde{I}_a+\widetilde{E}_q)^2+}$$

$$+\ddot{u}_{El0}U_b\sin\frac{\pi}{m'}\cos\varphi'. \qquad (643\,a)$$

Для $\ddot{u}_{El0}=\ddot{u}_{El}$ мы получаем у трехфазного преобразователя для 24 kW, о котором говорили на стр. 591, при $\widetilde{E}_q=0$ и $\widetilde{I}_r=\frac{1}{2}\widetilde{I}_a$, $v=7{,}6\%$, из которых 3% приходятся на падение напряжения в переходных сопротивлениях щеток.

Но по § 42 „Правил и норм" изменение напряжения следует указывать при самовозбуждении для неизменного сопротивления цепи возбуждения, при собственном и независимом возбуждении — для неизменного тока возбуждения.



Фиг. 468. Определение изменения напряжения при неизменном полном токе индукторов Θ_N (ср. фиг. 466 и 467). Самовозбуждение или постороннее возбуждение.

Рассмотрим сперва случай с о б с т в е н н о г о или н е з а в и с и м о г о в о з б у ж д е н и я, когда полный ток индуктора при разгрузке остается без изменения. Этот полный ток мы находим, как у синхронной машины (§ II D 4), по результирующей продольной ЭДС E_l при нагрузке. Если при этом пренебречь изменившимся рассеянием индуктора, то полный ток индуктора мы получим, прибавив к Θ_l, т. е. к полному току, соответствующему $\widetilde{E}_l$, действующий обратный полный ток якоря $\Theta'_{Ag}=k_1\Theta_A\sin\psi$ (фиг. 468). Если положить в основу полный ток для состояния нагрузки, представленного на фиг. 466 a и b, то при холостом ходе получаются диаграммы фиг. 467 a и b. Весьма приближенно здесь действительна также диаграмма фиг. 467 c, и мы имеем

$$\widetilde{E}_{l0}\approx\widetilde{U}+X_\sigma\widetilde{I}_{r0}, \qquad (644\,a)$$

где

$$\widetilde{I}_{r0}=\frac{\Theta_N-\Theta_{l0}}{gk_l}, \qquad (644\,b)$$

причем Θ_{l0} может быть найден по способу, поясненному на фиг. 468.

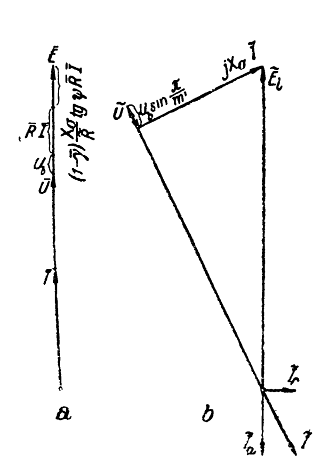
Для изменения напряжения получается тогда

$$v=\frac{\ddot{u}_{El0}\widetilde{E}_{l0}-\widetilde{U}}{\widetilde{U}}. \qquad (644)$$

Положив $\breve{u}_{El_0} = \breve{u}_{El}$, мы находим у трехфазного преобразователя для 24 kW, о котором говорилось выше, повышение напряжения $v = 12\%$, если при нагрузке $\widetilde{I}_r = {}^1/_2 \overset{\frown}{I}_a$ и если контактные кольца присоединены непосредственно к сети с неизменным напряжением $\dot{\widetilde{U}}$. Получается $\widetilde{I}_{ro} = 0{,}825\ \widetilde{I}_r$.

У преобразователя с самовозбуждением полный ток холостого хода при неизменном сопротивлении в цепи возбуждения повышается до

$$\Theta_{No} \approx \Theta_N \frac{\widetilde{E}_{lo}}{\widetilde{E}_l}; \qquad (645)$$



Фиг. 469 а и b. Диаграммы напряжений без учета $\widetilde{R}\widetilde{I}_r$.

при таком полном токе нужно определить реактивный ток I_{ro} и напряжение холостого хода на стороне постоянного тока.

Если пренебречь обычно весьма небольшим падением напряжения, обусловленным в активном сопротивлении реактивным током $(\widetilde{R}\widetilde{I}_r)$, то можно, согласно фиг. 469 b, приравнять падение напряжения на стороне постоянного тока падению напряжения от рассеяния $\widetilde{X}_\sigma\ I$ и активному падению напряжения $U_b\ \sin \pi/m'$, причем тогда нет надобности учитывать отнесенные к стороне постоянного тока на фиг. 469 а падения напряжения. Этот способ может оказаться удобным в том случае, когда перед контактными кольцами преобразователя включены еще для целей регулирования напряжения (см. § С 2 с и d) активное сопротивление R_D и реактивное сопротивление X_D (отнесенные к одной фазе обмотки). Эти сопротивления могут принадлежать особой дроссельной катушке или трансформатору, включенному между сетью и кольцами. Тогда по напряжению сети $\dot{\widetilde{U}}$ мы находим ЭДС

$$\dot{\widetilde{E}} = \dot{\widetilde{U}} + \left(\frac{U_b}{\widetilde{I}} \sin\frac{\pi}{m'} + R_D\right)\dot{\widetilde{I}} + j\left(X_\sigma + X_D\right)\dot{\widetilde{I}}, \qquad (646)$$

где $\widetilde{E} = \widetilde{E}_l$, если, как на фиг. 469 b, поперечная ЭДС $\widetilde{E}_q$ равна нулю и по фиг. 469 а — напряжение постоянного тока $\overline{U}$.

У однофазных преобразователей, кроме падений напряжения в якорной обмотке, возникающих и у многофазных преобразователей (фиг. 462), происходит еще дополнительное падение напряжения $X_0 \widetilde{I}$, обусловленное неуничтоженным обратным якорным полем (см. § II В 4 а).

4. Коммутация тока.

Коммутация тока у одноякорных преобразователей не на много отличается от коммутации в машинах постоянного тока. И в том и в другом случае на протяжении периода коммутации постоянный ток должен переменить свое направление в секциях, замкнутых накоротко щетками. У одноякорного преобразователя, на протяжении того же периода коммутации в замкнутых щетками накоротко секциях изменяется также переменный ток, но это изменение весьма невелико, так как период короткого замыкания составляет лишь небольшую часть периода переменного тока. Этим влиянием переменного тока мы можем совершенно пренебречь и вычислять ЭДС-ы, обусловленные изменением тока, совершенно так же, как у машины постоянного тока. Эти ЭДС-ы индуктируются поперечным полем впадин и полем лобового рассеяния. У машины постоянного тока мы обозначали их через e_N и e_S.

а. Преобразователь без дополнительных полюсов. У преобразователя без дополнительных полюсов к этим ЭДС-ам еще присоединяется ЭДС, индуктируемая результирующим поперечным полем якоря; у машины постоянного тока мы обозначали ее через e_A. У многофазного одноякорного преобразователя эта ЭДС составляет только небольшую часть той ЭДС, которая возникла бы при работе его в качестве машины постоянного тока, так как возбуждаемое постоянным током поперечное поле якоря почти совершенно нейтрализуется полем, создаваемым активною составляющею переменного тока. Поле, возбуждаемое реактивною составляющею переменного тока, равно нулю в геометрической нейтральной зоне, а вблизи этой зоны весьма слабо. В § В 1 а мы видели, что кривая возбуждения поля, обусловленная активною составляющею переменного тока в геометрической нейтральной зоне, колеблется во времени около некоторого среднего значения. Это среднее во времени значение мы можем согласно § В 1 а вычислить точно; у трех- и многофазных преобразователей, которые преобразуют переменный ток в постоянный, оно составляет, согласно фиг. 442a и b, примерно 0,05—0,15 от амплитуды кривой возбуждения поля постоянным током, так что у преобразователей без дополнительных полюсов ЭДС, индуктируемая поперечным полем якоря, составляет примерно только 10% от соответствующей ЭДС при работе в качестве машины постоянного тока. Следовательно, если щетки находятся в геометрической нейтральной зоне, то коммутация тока у многофазных преобразователей происходит значительно легче, чем у машины постоянного тока, так как поперечное поле якоря индуктирует меньшую ЭДС. Колебания ЭДС, индуктируемой результирующим полем якоря, играют у многофазных преобразователей без дополнительных полюсов лишь незначительную роль, так как их амплитуды согласно § В 1а (см. фиг. 442 a и b) также составляют небольшую часть ЭДС e_A, возникающей у машины постоянного тока. Поэтому вычисление результирующей ЭДС коммутации у многофазных преобразователей без дополнительных полюсов отличается от вычисления ее у машин постоянного тока лишь тем, что для ЭДС, обусловленной поперечным якорным полем, следует брать лишь небольшую часть той ЭДС e_A, которая индуктировалась бы

у машины постоянного тока. В большинстве случаев этой величиной можно пренебрегать.

В значительно худших условиях находится однофазный преобразователь. У него в замкнутых щетками накоротко витках индуктируется еще некоторая переменная ЭДС под воздействием более или менее заглушенного обратного поля. Говорить об этом подробно мы здесь не будем, потому что однофазные преобразователи применяются только в редких случаях, да и то лишь в виде машин очень небольшой мощности.

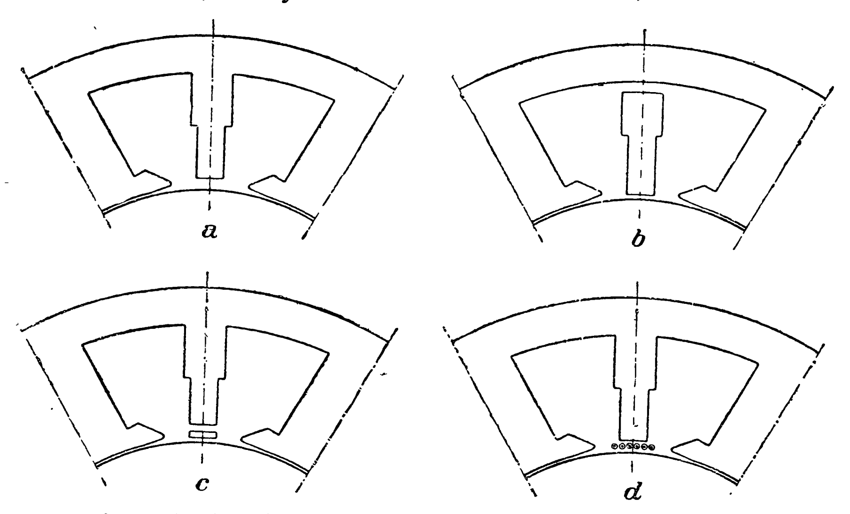
b. Преобразователь с дополнительными полюсами. У машин с дополнительными полюсами колебания кривой возбуждения поля становятся значительно более заметными, так как эти колебания создают в области дополнительного полюса более сильное поле, чем в междуполюсном пространстве преобразователей без дополнительных полюсов и колебания поперечного якорного поля не могут быть уничтожены обмоткой дополнительных полюсов, обтекаемой неизменным во времени током. Простых средств для заглушения колебаний, вызываемых якорным поперечным полем, не существует. При помощи короткозамкнутых витков на дополнительных полюсах и медных пластин в области зоны коммутации можно было бы, правда, отчасти погасить эти колебания, но тогда при внезапных толчках нагрузки возникало бы сильное искрение на щетках, так как индуктируемые в демпферной обмотке вихревые токи мешали бы коммутирующему полю немедленно следовать за изменениями якорного тока. По этой причине следовало бы также устанавливать надлежащее коммутирующее поле не при помощи безиндукционных сопротивлений, шунтирующих обмотку добавочных полюсов, а посредством надлежащего выбора воздушного промежутка под дополнительными полюсами.

Чтобы по возможности обезвредить колебания якорного поля, длину воздушного промежутка между дополнительным полюсом и якорем берут возможно большей (у больших машин — несколько сантиметров, см. фиг. 470a). Но при такой большой длине воздушного промежутка продольное поле преобразователя, как и у машин без дополнительных полюсов, тоже проникает в зону коммутации и затрудняет безискровую коммутацию. Поэтому часто устраивают второй воздушный промежуток между ярмом и сердечником дополнительного полюса (рис. 470 b). Однако воздушный промежуток, находящийся вблизи ярма, оказывает меньшее влияние на фиктивное поперечное поле, возбужденное якорной обмоткой, вызывающее колебания результирующего поля, чем на фиктивное поле, возбужденное обмоткою добавочных полюсов, так как силовые линии, создаваемые якорной обмоткой, только отчасти проходят через воздушный промежуток вблизи ярма, в остальной же своей части переходят в главные полюса в качестве линий рассеяния. Поэтому воздушный промежуток вблизи ярма в гораздо большей степени увеличивает полный ток дополнительных полюсов, чем устраняет колебания поля. По предложению Дрейфуса [Л 198] рекомендуется помещать второй воздушный промежуток как можно ближе к полюсному наконечнику, то-есть всего лучше между полюсным наконечником и полюсным сердечником (фиг. 470 c).

Проникающее в зону коммутации продольное поле создается как обмоткою возбуждения, так и якорною обмоткою. Первая часть при

равенстве прочих условий тем сильнее, чем больше воздушный промежуток между окружностью якоря и наконечником дополнительного полюса, зато вторая часть тем больше, чем он меньше. Обе части растут по мере увеличения возбуждения, и их можно поэтому компенсировать отчасти при помощи соединенной последовательно с обмоткой возбуждения продольной обмотки, расположенной под наконечником дополнительного полюса (фиг. 470 d), как это предложила фирма Шорх и К° (Schorch & Co). Если имеется продольная обмотка, то весь воздушный промежуток в цепи дополнительных полюсов может лежать между поверхностью якоря и полюсным наконечником.

В общем, вычисление полного тока дополнительных полюсов производится так же, как у машины постоянного тока; этот полный ток



Фиг. 470 a—d, a) — c) расположение воздушных промежутков в цепи добавочных полюсов; d) обмотка для уничтожения продольного поля в зоне коммутации.

слагается из полного тока для компенсации якорного поля и полного тока для возбуждения коммутирующего поля. Первая часть зависит от результирующего поперечного полного тока якоря, который мы можем вычислить точно, согласно сказанному в § B 1a. Вторая часть определяется так же, как у машины постоянного тока; в виду большей длины воздушного промежутка она при равенстве прочих условий больше, чем у машины постоянного тока. Индукцию в зоне коммутации можно точно вычислить только по картинам поля при больших воздушных промежутках. Строить эти картины поля нужно согласно сказанному в § II D 5 b, а также §§ I B 5, II G 2 a, III A 1, 4 b, B 7 b тома I.

В отношении искрения под щетками одноякорные преобразователи гораздо чувствительнее машин постоянного тока. Это явствует уже из того, что число оборотов у преобразователя определяется числом полюсов и частотою и при больших мощностях оно не может быть таким низким, как у машин постоянного тока, где его устанавливают с точки зрения коммутации. Но даже при одинаковом числе оборотов преобра-

зователь всегда более склонен к искрению, чем машина постоянного тока, так как колебания поперечного поля якоря не вполне поддаются уничтожению и так как при качаниях преобразователя качается также возбуждаемое переменным током поле якоря, между тем как возбуждаемое постоянным током поле неподвижно в пространстве. При внезапных толчках нагрузки переменный ток, соответствующий изменившемуся постоянному току, устанавливается не мгновенно, так как толчок нагрузки отчасти компенсируется кинетической энергией якоря. Поэтому результирующее поле якоря в зоне коммутации больше чем при установившемся режиме, благодаря чему коммутирующее поле становится слишком слабым. Наконец, нужно еще принять во внимание, что у преобразователей с асинхронным пуском в ход со стороны переменного тока (см. § С 1 е) часто приходится применять более узкие щетки, чем у машин постоянного тока, чтобы ограничить протекающие под щетками токи короткого замыкания, индуктируемые при пуске в ход в короткозамкнутых цепях вращающимся полем. Вследствие этого коммутация тоже находится в неблагоприятных условиях.

Далее оказывается, что у одноякорного преобразователя с прямолинейною характеристикою дополнительных полюсов уже не существует точной пропорциональности между полем в зоне коммутации и током нагрузки на стороне постоянного тока. Согласно уравн. (620) отношение между кривыми возбуждения поля, обусловленными переменным и постоянным якорными токами, равно в зоне коммутации

$$\frac{\widetilde{U}_q}{\overline{U}_0} = \frac{8}{\pi^2}\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right) \frac{\Phi_W}{\Phi_1} \frac{|\cos\psi|}{|\cos(\psi - \beta_i)|}. \tag{647a}$$

Если мы здесь положим

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_{1l}}{\cos\beta_i} \tag{647 b}$$

(см. фиг. 431), то получим после простого преобразования

$$\frac{\widetilde{U}_q}{\overline{U}_0} = \frac{8}{\pi^2}\left(1 \overset{+}{(-)} \rho\right) \frac{\Phi_W}{\Phi_{1l}} \cdot \frac{1}{1 + \operatorname{tg}\psi \cdot \operatorname{tg}\beta_i}. \tag{647}$$

Пропорциональность между полем в зоне коммутации и постоянным током могла бы существовать в том лишь случае, если бы отношение $\widetilde{U}_q/\overline{U}_0$ было неизменно. Чтобы исследовать, соблюдено ли это условие, рассмотрим отдельно оба главных множителя правой части урав. (647). Первый множитель зависит от постоянного тока незначительно и приблизительно постоянен для определенного преобразователя, производящего преобразование всегда в одном и том же направлении. Он равен приблизительно 1, если переменный ток преобразуется в постоянный (см. фиг. 442 b) и приблизительно 0,9 при обратном преобразовании. Второй множитель всегда равен 1, когда угол ψ равен 0 или π, или же когда β_i равен нулю. Во всех остальных случаях второй множитель изменяется вместе с реактивным током и основной гармоникою поперечного поля. При преобразовании переменного тока в постоянный

$\operatorname{tg}\beta_i$ отрицателен, $\operatorname{tg}\psi$ при перевозбуждении отрицателен, при недовозбуждении положителен. При преобразовании постоянного тока в переменный $\operatorname{tg}\beta_i$ положителен, $\operatorname{tg}\psi$ при перевозбуждении положителен, а при недовозбуждении отрицателен.

В таблице 34 сопоставлены оба множителя, причем небольшое изменение Φ_W/Φ_{1l} при пере- и недовозбуждении (см. стр. 572—573) не принято во внимание. Мы видим из этой сводки, что возбуждаемое якорною обмоткою поперечное поле, независимо от постоянного тока, изменяется при возникновении реактивных токов, и правильное коммутирующее поле искажается. Хуже всего обстоятельства складываются тогда, когда преобразователь превращает то переменный ток в постоянный, то постоянный в переменный.

Таблица 34.

Оба множителя правой части уравн. (647) при различных состояниях нагрузки.

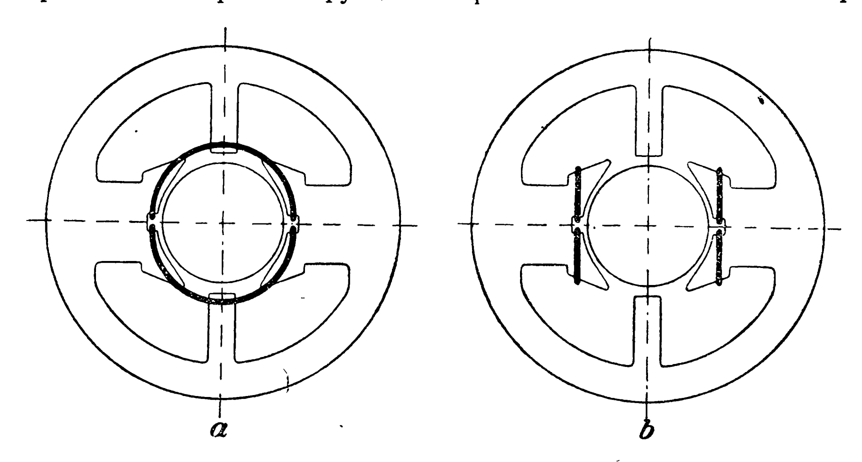
	Преобразование переменного тока в постоянный		Преобразование постоянного тока в переменный	
	$\frac{8}{\pi^2}(1\pm\rho)\frac{\Phi_W}{\Phi_{1l}}$	$\frac{1}{1+\operatorname{tg}\psi\cdot\operatorname{tg}\beta_i}$	$\frac{8}{\pi^2}(1\pm\rho)\frac{\Phi_W}{\Phi_{1l}}$	$\frac{1}{1+\operatorname{tg}\psi\cdot\operatorname{tg}\beta_i}$
Перевозбуждение . . .	≈ 1	<1	$\approx 0{,}9$	<1
Недовозбуждение . . .	≈ 1	>1	$\approx 0{,}9$	>1

Таким образом, когда направление преобразования изменяется, то следовало бы с целью получения наилучшей коммутации изменять также фиктивное поле добавочных полюсов. Чтобы сделать коммутирующее поле независимым от реактивных токов, угол β_i, а следовательно и основная гармоника поперечного поля, должны были бы равняться нулю.

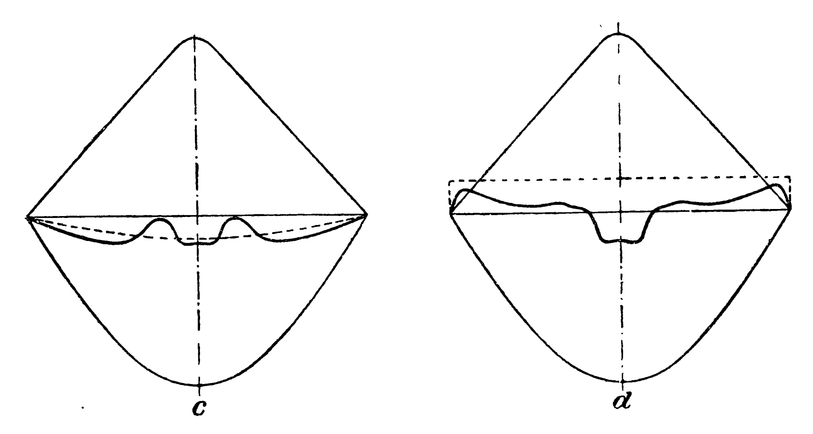
Основную волну поперечного поля можно уничтожать с помощью компенсационной обмотки на полюсных наконечниках индуктора, которая бы обтекалась постоянным током якоря так, чтобы она производила намагничивание в том же направлении, что и обтекаемая постоянным током якорная обмотка. Такая обмотка, будучи правильно рассчитана, способна нейтрализовать избыток, обусловленный переменным током кривой возбуждения поля над кривой, обусловленной постоянным током (см. фиг. 442 b), и тогда не происходило бы искажения поля под полюсным наконечником. При этих условиях все еще остается поле дополнительных полюсов, основною гармоникой которого определяется угол β_i. Чтобы уничтожить и эту основную гармонику, должна быть применена избыточная компенсация, так чтобы под полюсным наконечником снова возникло искажение поля, но направленное против того искажения, которое происходит при отсутствии компенсационной обмотки. При практическом исполнении нет надобности распределять компенсационную обмотку вдоль полюсной дуги. Ее можно также поместить целиком в одной впадине на полюсной дуге, как это показано на фиг. 471a. Тогда полный ток дополнительных полюсов должен быть увеличен на

полный ток компенсационной обмотки. Если, однако, расположить компенсационную обмотку согласно фиг. 471b, то она не будет влиять на поле в зоне коммутации.

На фиг. 471c и d показано влияние компенсационной обмотки на поперечное поле при конструкции по фиг. 471a. Тонкие линии изобра-



Фиг. 471 a и b. Компенсационные обмотки для уничтожения основной гармоники результирующего поперечного поля.



Фиг. 471 c и d. Результирующее поперечное поле (толстые сплошные линии); c) без компенсационной обмотки, основная гармоника показана черточками, d) с компенсационной обмоткою согласно фиг. 471a (кривая возбуждения поля показана черточками), основная гармоника равна нулю.

жают кривые возбуждения поля, обусловленные постоянным током и активною составляющей переменного тока якорной обмотки. На фиг. 471d кривая возбуждения поля, создаваемая компенсационной обмоткой, показана черточками. При отсутствии компенсационной обмотки, если

учесть поле дополнительных полюсов, должно образоваться поперечное поле, примерно изображенное толстой линией на фиг. 471c (основная гармоника его показана черточками). Под влиянием же компенсационной обмотки получается поперечное поле, представленное толстой линией на фиг. 471d, и его основная гармоника равна нулю.

c. **Круговой огонь.** С явлением кругового огня у машины постоянного тока мы уже познакомились в § III A 3 c тома I. В отношении кругового огня преобразователь гораздо чувствительнее машины постоянного тока, хотя при нагрузке у него искажение поля в области полюсного наконечника гораздо меньше. Искрение щеток весьма благоприятствует возникновению кругового огня и, вообще, зачастую только оно, особенно у одноякорных преобразователей, служит импульсом к его возникновению. Искрение щеток производит ионизацию воздуха в ближайшем соседстве со щетками, так что вольтова дуга вблизи искрящей щетки может держаться уже при относительно небольших напряжениях между пластинами. Если затем напряжение между пластинами одной якорной секции, когда она покидает искрящую щетку, быстро возрастает, то при достаточно высоком среднем напряжении между пластинами всегда есть опасность возникновения кругового огня. Нам надо поэтому прежде всего рассмотреть подробнее изменение напряжения между пластинами, в основном совпадающее с кривой поля. При этом мы будем предполагать, что преобразователь снабжен дополнительными полюсами, так как такой преобразователь гораздо чувствительнее к круговому огню, чем не имеющий дополнительных полюсов.

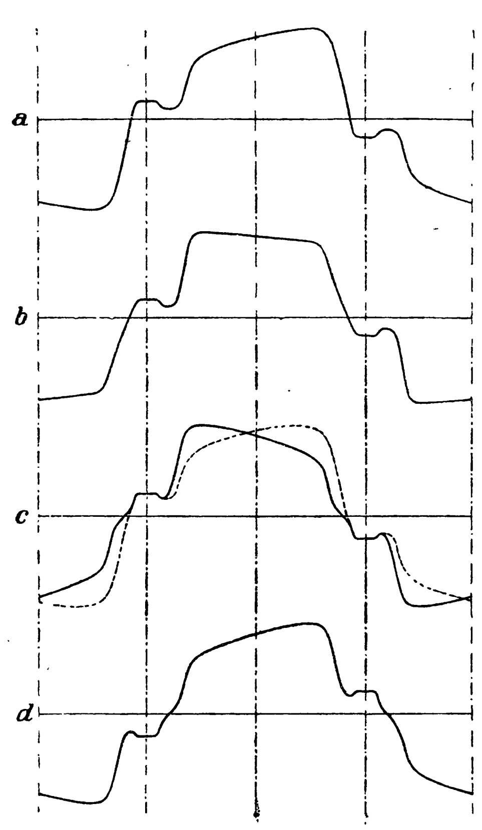
В § III A 1 тома I мы нашли кривую поля нагруженной машины постоянного тока и получили для машины без дополнительных полюсов кривую, представленную на фиг. 317e в томе I. У генератора с дополнительными полюсами получается кривая поля, примерно представленная на фиг. 472 a, причем вращение якоря происходит в направлении слева направо относительно кривой поля, а штрихпунктирные линии отмечают положение середин главных и добавочных полюсов. Такая же, вообще говоря, кривая поля будет иметь место и при установившейся работе преобразователя, превращающего переменный ток в постоянный, с тем лишь отличием, что искажение поля под полюсным наконечником изменяет свое направление (см. фиг. 442 a и b), но оно относительно невелико, так как поперечное поле якоря, возбуждаемое переменным током, в большей своей части компенсируется постоянным током. Для стационарной работы получается кривая поля (имеющая примерно вид, показанный на фиг. 472 b).

Когда преобразователь работает как синхронный двигатель (механическая нагрузка, постоянный ток равен нулю), то получается кривая поля, показанная на фиг. 472 c сплошной линией, при работе же его в качестве синхронного генератора получается кривая фиг. 472d. В обоих случаях следует ждать искрения щеток, так как нет никакой ЭДС противодействующей ЭДС, индуктируемой в короткозамкнутых секциях при движении их в коммутирующем поле. Величина коммутирующего поля на фиг. 472 c и d по сравнению с показанной на фиг. 472 b зависит не только от активной составляющей переменного тока, но и от полного тока дополнительных полюсов. Если пренебречь насыщением железа, то индукция в зоне коммутации по фиг. 472 c или d относится к индукции

по фиг. 472 b, как

$$\frac{B_{LW'}}{B_{LW}} = \frac{\tilde{\Theta}_{Aq'}}{\tilde{\Theta}_{Aq} - \bar{\Theta}_A + \Theta_W}, \tag{648}$$

где $\tilde{\Theta}_{Aq'}$ означает поперечный полный ток якоря на фиг. 472c или d, $\tilde{\Theta}_{Aq}$ — обусловленный переменным током поперечный полный ток якоря, $\bar{\Theta}_A$ — обусловленный постоянным током полный ток якоря и Θ_W — полный ток дополнительных полюсов на фиг. 472 b.



Фиг. 472 a—d. Кривые поля, якорь движется вправо; a) генератор постоянного тока, b) преобразователь, превращающий переменный ток в постоянный, c) синхронный двигатель, d) синхронный генератор.

При генераторном режиме (фиг. 472d) едва ли приходится опасаться кругового огня, так как напряжение между пластинами у якорной секции, покидающей щетку, немедленно понижается и проходит через нуль; если бы на щетке образовалась вольтова дуга, то она не удержалась бы между пластинами, а погасла. Иначе обстоит дело в остальных представленных на фиг. 472 случаях. Здесь напряжение между пластинами быстро возрастает, особенно при синхронном двигательном режиме (фиг. 472c), так что вольтова дуга может удержаться.

При внезапных толчках нагрузки на стороне постоянного тока часть внезапного прироста электрической мощности постоянного тока компенсируется за счет кинетической энергии якоря, якорь отстает от индуктора, причем вектор напряжения опережает ЭДС индуктора и, следовательно, отстает от напряжения на зажимах. Возбуждаемое постоянным током поперечное поле первоначально компенсируется переменным током не вполне, благодаря чему устанавливается кривая поля, показанная пунктиром на фиг. 472c. В этом состоянии преобразователь находится в меньшей опасности, потому что напряжение между пластинами у покидающей щетку секции возрастает медленно. Но вскоре после этого якорь испытывает ускорение, так как преобразователь начинает теперь

работать как синхронный двигатель, причем устанавливается, примерно, кривая поля, показанная сплошною линией на фиг. 472с. В это время обычно возникает круговой огонь. Ускорение доводит якорь, наконец, до скорости, превышающей синхронную, и он начинает качаться, работая отчасти как двигатель, отчасти как генератор. Во время генераторного режима круговой огонь может погаснуть, с тем чтобы — как это показывают осциллограммы [Л 200] — во время второго, двигательного периода, когда якорь опять испытывает ускорение, возникнуть снова.

Опасность кругового огня у одноякорных преобразователей растет вместе с частотою. Время, в течение которого определенная точка коллектора перемещается на одно полюсное деление, то-есть переходит от одной щетки к следующей, обратно пропорционально частоте f, а именно равно $^1/_{2}f$. Чем больше частота, тем короче это время и тем больше вероятность, что образовавшаяся на щетке вольтова дуга будет переброшена на соседнюю щетку.

Опасаться кругового огня приходится главным образом при коротких замыканиях на стороне постоянного тока. Поэтому иногда, чтобы умерить их силу, применяются защитные сопротивления в цепи якоря на стороне постоянного тока. Но гораздо рациональнее применение быстродействующих выключателей, которые в 0,01—0,02 sec прерывают короткое замыкание, не дав ему развиться полностью. Чтобы по возможности быстро отводить от коллектора и гасить вольтову дугу между разноименными щеткодержателями, снабжают, иногда, щеткодержатели металлическими рогами, лучше, однако, вообще воспрепятствовать возникновению таких вольтовых дуг. С этой целью прикрывают изолирующими крышками щеткодержатели и соседние части. Этой же цели служат также изолирующие стенки между отдельными рядами щеток, почти доходящие до окружности коллектора (см. фиг. 517). Так как причиною кругового огня обычно является ионизируемый искрением воздух на краях щеток, то можно воспрепятствовать появлению кругового огня при помощи мощной струи воздуха, сдувающей с коллектора ионизированный воздух.

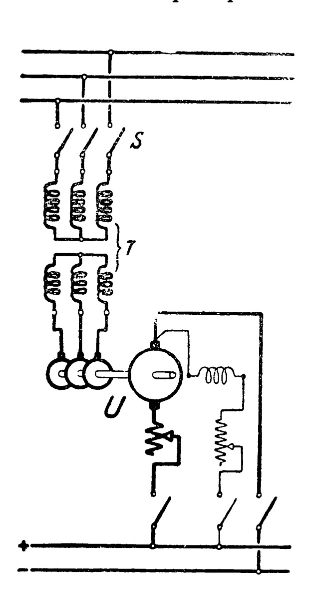
С. Эксплоатация преобразователя.

1. Пуск в ход преобразователя.

а. Пуск в ход со стороны постоянного тока. Если в распоряжении есть источник постоянного тока того-же напряжения, на какое рассчитан преобразователь, то преобразователь можно пускать в ход, как обыкновенный двигатель постоянного тока: его доводят до номинального числа оборотов и при помощи синхронизационного устройства (§ II J 2) включают на сеть переменного тока (фиг. 473). Синхронизационный выключатель можно поместить в первичной или вторичной цепи находящегося перед преобразователем трансформатора (T). Но так как вторичная цепь почти во всех практических случаях обтекается гораздо более сильным током, то для нее нужно было бы применить тяжелый и дорогой выключатель, а поэтому обычно синхронизационный выключатель (S на рис. 473) помещают перед первичною обмоткою трансформатора. Тогда нет также надобности присоединять трансформатор к сети при отсутствии напря-

жения на его обмотках, благодаря чему устраняется опасность пробивания его обмотки волной с крутым фронтом. Контактные кольца могут находиться при этом в постоянном соединении с вторичною обмоткою трансформатора. Недостатком этой схемы является то, что в момент пуска в ход часть подводимого к преобразователю постоянного тока проходит через вторичную обмотку трансформатора, благодаря чему пусковой ток становится гораздо сильнее, чем при разомкнутой вторичной обмотке [Л 203].

В то время как при разомкнутой вторичной обмотке пусковой ток составляет примерно всего 8 — 15% от номинального постояного тока, при замкнутой вторичной обмотке первый импульс тока приблизительно вдвое больше. Если желательно не допускать такого сильного пускового тока, то следует поместить выключатель и перед вторичною обмоткою трансформатора, с тем чтобы замыкать его сейчас же после пуска в ход, то-есть при относительно небольшом числе оборотов. Если бы мы замкнули этот выключатель только при числе оборотов близком к номинальному, то возник бы импульс тока включения, который, действуя размагничивающим образом, был бы способен повлечь за собою внезапное повышение числа оборотов, а также сильное искрение под щетками.



Фиг. 473. Схема соединений для пуска в ход со стороны постоянного тока при помощи синхронизационного устройства.

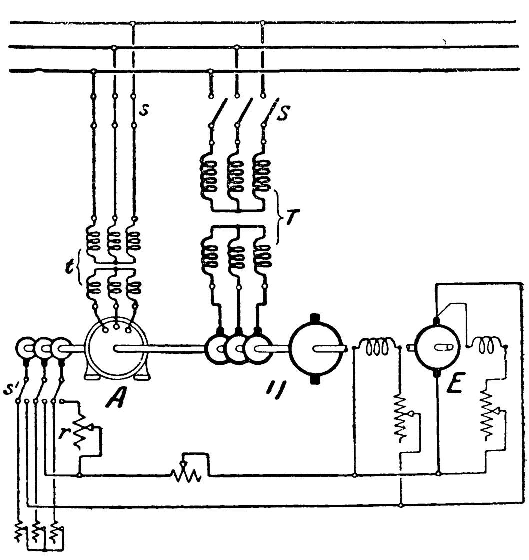
Значительные колебания напряжения у источника постоянного тока затрудняют синхронизацию. При таких условиях рекомендуется перед синхронизацией не вполне замыкать накоротко пусковой реостат на стороне постоянного тока, так чтобы часть его сопротивления действовала как успокоительное сопротивление, номинальное же число оборотов устанавливать при помощи регулятора в цепи возбуждения. После синхронизации можно затем замкнуть пусковой реостат накоротко.

В большинстве случаев источника постоянного тока с подходящим напряжением в распоряжении не имеется, так что пуск в ход со стороны постоянного тока возможен только в редких случаях. Крупные одноякорные преобразователи с высоким напряжением на стороне постоянного тока снабжаются обычно возбудителем более низкого напряжения, который в большинстве случаев механически связан с преобразователем. Если несколько увеличить возбудитель, то он одновременно может служить и пусковым двигателем, причем напряжение источника постоянного тока, при помощи которого преобразователь пускается в ход, не должно непременно в точности совпадать с номинальным напряжением возбудителя.

Если на подстанции установлено несколько преобразователей, то для пуска их в ход постоянный ток иногда получается от особого машинного агрегата, состоящего из машины постоянного тока и двигателя

переменного тока. Этот мотор — генератор должен быть рассчитан на мощность равную примерно 10% мощности одного из одноякорных преобразователей, и на продолжительность работы от 1 до 2 минут. Тогда пуск в ход преобразователей можно производить по схеме Леонарда без применения пускового реостата в цепи якоря.

b. Пуск в ход при помощи синхронизированного асинхронного двигателя без синхронизационного устройства. Преобразователь спарен с отдельным пусковым двигателем, а именно с синхронным двигателем, имеющим то же число пар полюсов и могущим быть пущенным в ход, как асинхронный. Для этой цели пригоден асинхронный двигатель с трехфазною роторною обмоткою, имеющий увеличенный воздушный промежуток [Л 204], рассчитанный на возможность перегрузки машины, при работе в качестве синхронного двигателя. Пусковой двигатель (*A* на фиг. 474) так заклинен на валу преобразователя или соединен с ним жесткой муфтой таким образом, что при возбуждении постоянным током преобразователя и пускового двигателя ЭДС-ы, индуктируемые в обеих якорных обмотках, совпадают по фазе. Эта схема представлена на фиг. 474 для того случая, когда преобразователь *U* спарен с особым возбудителем *E*. При разомкнутом выключателе *S* на стороне переменного тока преобразователя к пусковому двигателю подводится через трансформатор *t* напряжение сети переменного тока и он пускается в ход, как асинхронный двигатель, посредством постепенного замыкания роторного сопротивления накоротко. По окончании пуска в ход, вторичную обмотку пускового двигателя переключают при помощи переключателя *s'* на возбудитель *E*, причем пусковой двигатель впадает в синхронизм. Преобразователь *U* возбуждают на номинальное напряжение и тогда его можно без толчка включить на сеть переменного тока пасредством выключателя *S*.



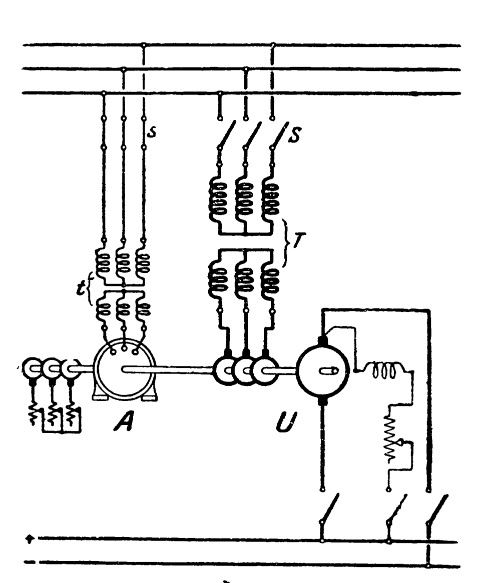
Фиг. 474. Схема соединений для пуска в ход при помощи синхронизированного асинхронного двигателя без синхронизационного устройства.

При помощи сопротивления *r* в одной из двух параллельно включенных фаз роторной обмотки пускового двигателя можно в небольших пределах смещать ось поля постоянного тока и сглаживать неточности в положении служащих для заклинения шпонок. Можно обойтись и без этого устройства, если статор пускового двигателя сделан поворотным и правильно установлен при помощи проб.

Так как при этом способе желательно иметь особый возбудитель

или другой особый источник постоянного тока и так как синхронизированный асинхронный двигатель представляет собою ненормальную конструкцию, а поэтому относительно дорог, то практически этот способ едва ли подходит для одноякорных преобразователей. Зато он часто применяется для пуска в ход генераторов реактивной мощности, которые почти всегда имеют собственный возбудитель.

с. Пуск в ход с помощью асинхронного двигателя и синхронизационного устройства. В качестве пускового двигателя применяется асинхронный двигатель, и преобразователь включается на сеть с помощью синхронизационного устройства (фиг. 475). При этом число оборотов пускового двигателя должно быть по меньшей мере равно синхронному числу оборотов преобразователя, иными словами, число пар полюсов у пускового двигателя должно быть на 1 меньше, чем у преобразователя. Необходимое для синхронизации номинальное число оборотов устанавливается посредством допускающего тонкую регулировку реостата в цепи ротора, преобразователь со стороны постоянного тока возбуждается на номинальное напряжение и включается на сеть посредством синхронизационного устройства. Если пусковой двигатель питается от особого трансформатора (как на фиг. 475) или от особой сети низкого напряжения, то синхронизационный выключатель S может находиться в первичной цепи трансформатора, вторичная же обмотка может оставаться в постоянном соединении с контактными кольцами. Но если пусковой двигатель питается от вторичной обмотки трансформатора (фиг. 476), то при пуске в ход первичная обмотка этого трансформатора должна быть включена, а синхронизационный выключатель (S) должен находиться во вторичной цепи трансформатора. В этом случае следует снабжать выключатель (S') в первичной цепи трансформатора добавочным контактом с защитным сопротивлением, иначе обмотке трансформатора грозила бы опасность от проникновения волны с крутым фронтом. При шестифазных преобразователях первичная обмотка пускового двигателя должна иметь шесть выведенных концов (см. фиг. 476), если только вторичная обмотка трансформатора должна служить также для питания пускового двигателя.

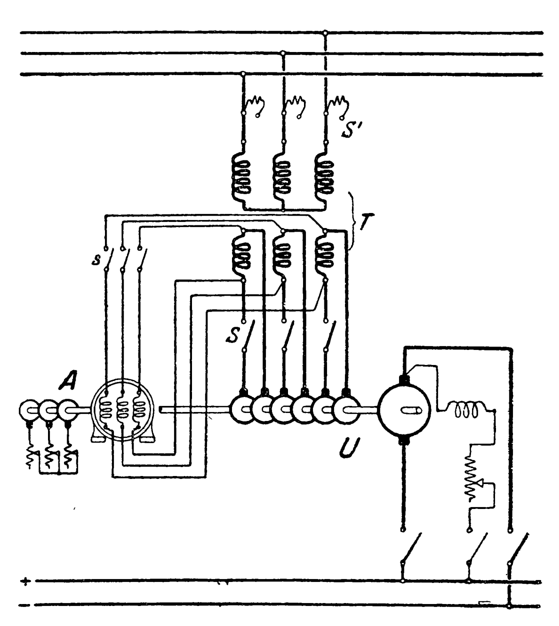


Фиг. 475. Схема соединений для пуска в ход при помощи асинхронного двигателя с особым трансформатором и с синхронизационным устройством в первичной цепи.

При большом числе оборотов преобразователя, особенно при 1500 и 1000 *об/мин* есть опасность, что в случае неумелого обращения с регулирующим реостатом в цепи ротора пускового двигателя

преобразователь достигнет недопустимо большого числа оборотов. Таким образом, этот способ пуска в ход предъявляет повышенные требования к обслуживающему персоналу.

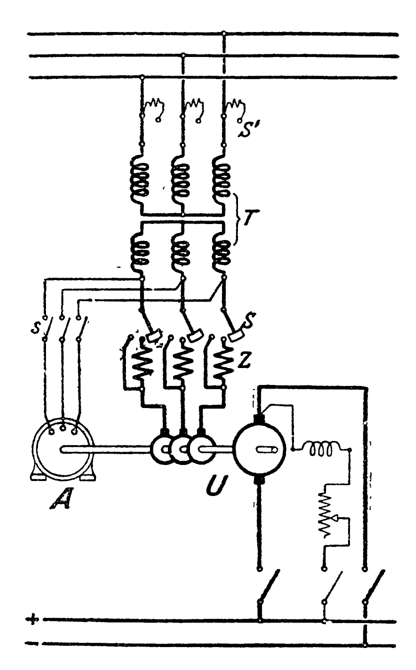
d. Пуск в ход с помощью асинхронного двигателя без синхронизационного устройства. Без синхронизационного устройства можно обойтись, если, доведя преобразователь до скорости, близкой к синхронизму, включить его на сеть переменного тока чере неиндуктивные или индуктивные сопротивления. При надлежащем расчете этих сопротивлений преобразователь, после нескольких колебаний, автоматически входит в синхронизм без недопустимо сильны толчков тока. Асинхронный двигатель может быть при этом взят с числом пар полюсов таким же, как у преобразователя, потому что преобразователь даже при числе оборотов, расходящемся с синхронным числом на величину скольжения пускового двигателя, все же втягивается в синхронизм. При небольших мощностях пусковой двигатель может быть также снабжен короткозамкнутым ротором. На фиг. 477 эта схема представлена для трехфазного преобразователя. Сначала пускают в ход пусковой двигатель, замкнув выключатели S' и s, причем преобразователь не обтекается током и не возбужден. Затем преобразователь присоединяют к сети через сопротивления Z при помощи выключателя S, и он сам впадает в синхронизм. Далее его возбуждают на минимальное потребление переменного тока, замыкают накоротко сопротивления при помощи выключателя S и, наконец, отключают пусковой двигатель от сети при помощи выключателя s.



Фиг. 476. Схема соединений для пуска в ход при помощи асинхронного двигателя без особого трансформатора и с синхронизационным устройством во вторичной цепи.

В случае применения неиндуктивных сопротивлений во вторичной цепи трансформатора, их нужно как можно скорее замкнуть накоротко после возбуждения преобразователя, чтобы не могли возникнуть самовозбуждающиеся под влиянием неиндуктивного сопротивления колебания (см. § II Н 3), которые, впрочем, энергично заглушаются пусковым двигателем с замкнутым накоротко реостатом. Добавочное сопротивление ($R = Z$ на фиг. 477) на основании опытных данных [Л 201] должно быть примерно вдвое больше, чем реактивное сопротивление якоря преобразователя $X_h + X_s$, отнесенное к схеме звезды

$[R \approx 2\,(X_h + X)_\sigma]$. Если мы приближенно (см. фиг. 44а) будем считать реактивное напряжение равным $(X_h + X_\sigma)\,I_N \approx 0{,}7\,U_S$, где I_N означает номинальный ток в контактных кольцах, а U_S — номинальное напряжение на контактных кольцах, отнесенное к одной фазе соединенной в звезду обмотки, то, согласно фиг. 478, ток в контактных кольцах при добавочно включенном сопротивлении оказывается равным.



Фиг. 477. Схема соединений для пуска в ход при помощи асинхронного двигателя без синхронизационного устройства.

$$I_S = \frac{U_S}{\sqrt{5}\,(X_h + X_\sigma)} = \frac{I_N}{2{,}24 \cdot 0{,}7} = 0{,}64\,I_N. \qquad (649)$$

Таким образом, во время процесса синхронизации ток составляет примерно две трети от номинального тока. После того как преобразователь при включенном сопротивлении возбужден на минимальный ток, напряжение на сопротивлении составляет примерно только 15—20% от (вторичного) напряжения сети. При замыкании сопротивления накоротко возникает быстро затухающий импульс тока, который обычно не превосходит амплитуды номинального тока.

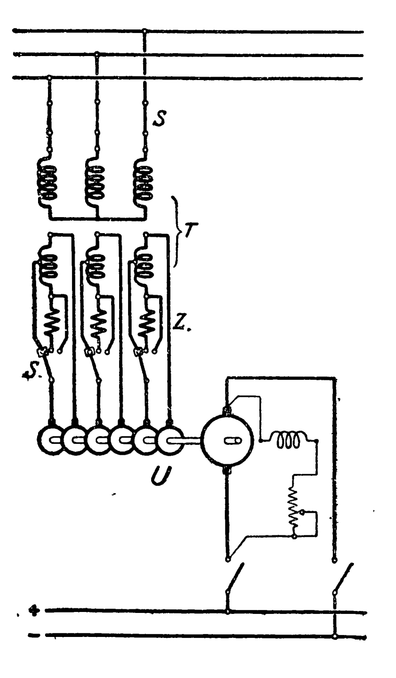
Для больших преобразователей применяют в качестве добавочных сопротивлений Z на фиг. 477 дроссельные катушки. Чем больше реактивное сопротивление, тем меньше ток в контактных кольцах во время процесса синхронизации и тем больше импульс тока при коротком замыкании дроссельной катушки. Реактивное сопротивление дроссельной катушки расчитывают так, чтобы максимальные импульсы тока были по возможности уменьшены, причем надо иметь в виду, что здесь возникают также импульсы тока включения при замыкании выключателя S через индуктивные сопротивления. При надлежащем подборе индуктивности всегда можно добиться того, чтобы импульсы тока лишь не на много превышали номинальный ток. Для этого реактивное сопротивление дроссельной катушки X_D должно равняться примерно $X_D = 2\,(X_h + X_\sigma)$ [Л 201].

Фиг. 478.

Описанный здесь способ пуска в ход может быть сопряжен с затруднениями, если в сети происходят сильные колебания и если преобразователь тоже склонен к качаниям.

Если при пуске в ход можно допустить несколько больший ток, то добавочную дроссельную катушку Z на фиг. 477 можно

включать уже одновременно с пусковым двигателем. При этом возбуждение преобразователя либо устанавливают, при самовозбуждении, так как это соответствует коэфициенту мощности $|\cos\varphi| = 1$ при номинальной работе, либо при независимом возбуждении, вначале — устанавливают весьма слабое возбуждение и только непосредственно перед коротким замыканием дроссельной катушки — его увеличивают до значения соответствующего $|\cos\varphi| = 1$. При этом способе пуска в ход, применяемом фирмою Броун, Бовери и К° [Л 202], недостаток, заключающийся в несколько больших импульсах тока, искупается большею простотой. Пусковой двигатель может быть при этом несколько меньше, чем при других способах, потому что преобразователь с самого начала участвует в образовании вращающего момента.



Фиг. 479. Схема соединений для асинхронного пуска в ход шестифазного преобразователя.

Без дроссельной катушки во вторичной цепи трансформатора можно, наконец, обойтись и по способу Розенберга (Rosenberg) [Л 205], если включить первичную обмотку пускового двигателя, которая в этом случае должна иметь шесть выведенных концов между вторичною обмоткою трансформатора и контактными кольцами преобразователя и замыкать ее накоротко после пуска в ход. Этим способом недавно с успехом стала пользоваться в Германии фирма Саксенверк [Л 120]. По ее данным пусковой ток не превышает тогда 15% от нормального тока и при правильном расчете пускового двигателя преобразователь, будучи правильно возбужден, впадает в синхронизм с надлежащей полярностью.

е. Асинхронный пуск в ход. Простейшим и наиболее распространенным способом пуска в ход одноякорного преобразователя, а также синхронного двигателя, является асинхронный пуск. Индуктор преобразователя снабжен клеткообразною короткозамкнутою (демпферною) обмоткою и к кольцам подводится пониженное напряжение от ответвлений, имеющихся на вторичной обмотке трансформатора, так что машина приходит во вращение при умеренном токе, как обыкновенный асинхронный двигатель. После пуска в ход контактные кольца включаются на полное вторичное напряжение.

На фиг. 479 представлена эта схема для шестифазного преобразователя. Первая ступень переключателя S присоединяет преобразователь к некоторой части витков вторичной обмотки трансформатора, напряжение которой достаточно высоко для того, чтобы довести преобразователь до близкого к синхронному числу оборотов. Затем со стороны постоянного тока преобразователь возбуждают соответственно коэфи-

циенту мощности $|\cos\varphi| = 1$ при номинальном напряжении, после чего машина втягивается в синхронизм. Затем можно переключить контактные кольца посредством переключателя S на полное вторичное напряжение. Для того, чтобы при этом не возникали недопустимо сильные импульсы тока, переключение производят через защитное сопротивление Z, которое может быть выполнено в виде неиндуктивного или индуктивного сопротивления. Для упрощения обслуживания можно возбудить преобразователь еще до пуска в ход на $|\cos\varphi| = 1$ при номинальном напряжении.

Напряжение, которое нужно подводить к преобразователю на первой пусковой ступени для того, чтобы он пришел во вращение, зависит от конструкции и мощности его. Оно находится, примерно, в пределах от 20 до 40% номинального напряжения, причем бо́льшие значения относятся к малым, меньшие — к большим преобразователям. Ток в контактных кольцах составляет при этом от 80 до 200% номинального тока. Будучи отнесен к первичной стороне трансформатора, пусковой ток находится приблизительно в пределах от 30 до 80% первичного номинального тока. Если для регулирования есть в распоряжении потенциал-регулятор (см. фиг. 482), то при помощи его можно легко установить наиболее благоприятное значение пускового напряжения. Тогда переключатель S на фиг. 482 ставят сперва на пусковую ступень, а после пуска в ход переключают на полное вторичное напряжение. Служащее для переключения защитное сопротивление на фиг. 482, для простоты, не показано.

Можно обойтись без ответвлений на вторичной обмотке трансформатора, если сразу же присоединить контактные кольца преобразователя к полному вторичному напряжению через дроссельную катушку, с тем, чтобы после пуска в ход замыкать эту катушку накоротко. Это упрощает пуск в ход, но тогда на первичной стороне трансформатора возникает более сильный пусковой ток, так как коэфициент трансформации остается у трансформатора при пуске в ход таким же, как и при работе.

При асинхронном пуске в ход одноякорных преобразователей или синхронных двигателей вращающееся поле, возбужденное со стороны переменного тока, имеет, пока машина не тронулась с места, полную асинхронную скорость относительно обмотки возбуждения. По мере увеличения числа оборотов относительная скорость понижается и при синхронном числе оборотов обращается в нуль. Поэтому во время пуска в ход, в обмотке возбуждения, индуктируется ЭДС, которая в момент пуска в ход и особенно у машин без демпферной обмотки, достигает нескольких тысяч вольт, так как число витков у обмотки возбуждения очень велико. Чтобы понизить напряжение в обмотке возбуждения, опасное не только для машины, но и для жизни обслуживающего персонала, обмотку возбуждения на время пуска в ход либо подразделяют на довольно большое число разомкнутых ветвей, либо замыкают накоротко. Подразделение обмотки возбуждения требует применения сложных переключателей и поэтому практикуется редко. Так как при совершенно короткозамкнутой обмотке возбуждения асинхронный пуск в ход затруднен, то ее замыкают через безиндукционное сопротивление, которое рекомендуется оставлять всегда присоединенным

параллельно к обмотке возбуждения. Это сопротивление, согласно § 23 „Правил и Норм“ не должно превышать десятикратной величины активного сопротивления обмотки возбуждения. На фиг. 479 магнитный регулятор включен так, что цепь обмотки возбуждения не может быть разомкнута.

У одноякорных преобразователей во время пуска в ход индуктируются ЭДС также в замкнутых щетками накоротко якорных секциях, что может вызвать искрение щеток. По отношению к якорной обмотке вращающееся поле обладает неизменною синхронною скоростью, так что искрение щеток происходит на протяжении всего времени пуска в ход. Незадолго до того, как преобразователь достигает синхронного числа оборотов, то-есть когда якорь скользит уже незначительно относительно вращающегося поля, это искрение особенно сильно, ибо тогда полюса и демпферная обмотка не оказывают достаточно сильного заглушающего влияния на вращающееся поле. Чтобы ограничить искрение щеток, следует при пуске в ход по возможности уменьшать напряжение на контактных кольцах и не брать слишком широких щеток. На время пуска в ход рекомендуется замыкать накоротко обмотку дополнительных полюсов. В цепи производимого щетками короткого замыкания, между смежными пластинами коллектора, ЭДС, индуктируемая вращающимся полем, не должна превышать примерно 3—5 V, причем меньшее значение относится к большим, бо́льшее — к малым преобразователям. Чтобы совершенно устранить опасность искрения щеток, иногда на время пуска в ход приподнимают щетки или, если желательно только уменьшить эту опасность, передвигают их в промежутки между главными и дополнительными полюсами. Эти не слишком простые в конструктивном отношении приемы широкого распространения не получили.

Асинхронный пуск в ход не подходит для одноякорных преобразователей очень большой мощности и с очень высоким напряжением. В этих случаях следует прибегать к пусковому двигателю (см. § F 1b). Фирма Броун, Бовери и К°, судя по ее сообщениям, строит преобразователи при напряжении постоянного тока 1600 V, вплоть до мощностей около 1500 kW, приспособленные к асинхронному пуску в ход [Л 202].

f. Способы изменения полярности. При описанных в §§ с — е способах пуска в ход полярность щеток постоянного тока, которую можно узнавать по отклонению стрелки вольтметра с нулем по середине шкалы, обычно зависит от случая, если преобразователь возбуждает себя сам. Поэтому, вообще говоря, такой преобразователь приходится после пуска в ход переключать на надлежащую полярность. Для этого существуют различные способы.

У небольших преобразователей изменение полярности проще всего производить посредством двухполюсного переключателя, находящегося между стороною постоянного тока преобразователя и собирательными шинами. У компаундированных преобразователей приходится производить такое переключение и у сериесной обмотки возбуждения.

Другое средство изменения полярности заключается в том, что на короткое время переключают возбуждение преобразователя. Тогда преобразователь нормально выходит из синхронизма, и стрелка введенного

в цепь возбуждения амперметра с нулем посредине колеблется с частотою скольжения около нуля. Если снова переключить возбуждение в тот момент, когда амперметр указывает правильную полярность, то преобразователь впадает в синхронизм и возбуждается правильно.

При быстром размыкании и замыкании выключателя на стороне переменного тока, еще до того, как контактные кольца включены на полное напряжение, преобразователь тоже начинает скользить. Если правильно выбрать продолжительность перерывов, то преобразователь затормозится как раз на одно полюсное деление и при замыкании выключателя впадет в синхронизм с измененною полярностью. Подобным же образом можно заставлять преобразователь затормаживаться на одно полюсное деление, размыкая на стороне постоянного тока на короткое время цепь возбуждения.

Можно и заранее обеспечить правильную полярность, если дать преобразователю при пуске в ход достаточно сильное независимое возбуждение, которое можно получить от специально для этой цели сочлененного с преобразователем возбудителя, как это часто практикуется для преобразователей высокого напряжения постоянного тока, или от аккумуляторной батареи. На автоматических преобразовательных подстанциях [Л 206—208] применяются также поляризованные реле в цепи возбуждения, которые автоматически устанавливают в преобразователях надлежащую полярность.

2. Регулирование напряжения.

а. Способы регулирования. В § В 3 мы видели, что регулирование возбуждения способно изменять отношение между ЭДС'ами на стороне постоянного и на стороне переменного тока у обыкновенных одноякорных преобразователей лишь в незначительной степени. Но даже этот способ незначительного изменения коэфициента преобразования практически не может быть использован, так как тогда преобразователь при неизменном напряжении на контактных кольцах будет потреблять большой реактивный ток, вследствие чего, согласно сказанному в § А 3 b его использование будет весьма неблагоприятно. Между тем в большинстве практических случаев требуется в известных пределах регулировать напряжение постоянного тока. Для этой цели имеется очень много способов, из которых, однако, широкое распространение получило только применение потенциал-регулятора и дроссельной катушки.

Можно, например, ввести в цепь якоря, со стороны постоянного тока, якорь добавочной машины постоянного тока так, чтобы напряжение этой последней, смотря по направлению ее возбуждения, складывалось с напряжением постоянного тока преобразователя или вычиталось из него. Можно также на стороне переменного тока соединить последовательно с якорною обмоткою преобразователя добавочную синхронную машину. Тогда при неизменном напряжении сети со стороны переменного тока можно, регулируя возбуждение добавочной машины, изменять переменное напряжение у преобразователя, а значит и напряжение на стороне постоянного тока. Если с преобразователем спарена добавочная машина, то ее мощность

должна механически доставляться преобразователем или подводиться к преобразователю и тогда, следовательно, изменяется отношение между постоянным и переменным токами в преобразователе во время регулирования, так что результирующее поперечное поле якоря зависит не только от постоянного тока, но и от добавочного напряжения. У преобразователей с добавочными полюсами, строящимися в настоящее время главным образом для средних и больших мощностей, эта зависимость вредит коммутирующему полю, которое должно быть приблизительно пропорционально якорному току, так что исполнение с сочлененной добавочной машиной для преобразователей с добавочными полюсами не подходит. Если же для добавочной машины установить отдельный вспомогательный двигатель, то стоимость получается слишком высокой. Кроме того недостатком добавочной машины постоянного тока является в данном случае ее большой коллектор, который должен быть рассчитан на номинальный постоянный ток преобразователя.

Проще и дешевле изменять напряжение на контактных кольцах при помощи трансформатора. Но статические трансформаторы с ответвлениями на вторичной обмотке мало подходят для этой цели, так как с их помощью можно производить регулировку только скачками и так как необходимый для этого ступенчатый переключатель очень дорог. Зато потенциал-регулятор и недавно появившийся трансформатор с передвижным сердечником дают большие удобства при [Л 209] плавном изменении напряжения переменного тока без переключателей.

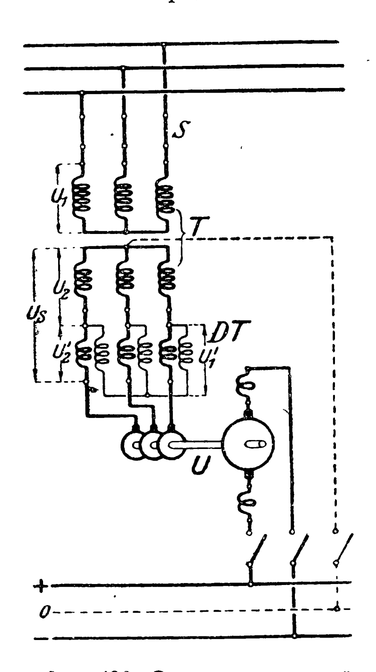
Регулировать напряжение можно также дроссельною катушкою, включенною между сетью переменного тока и контактными кольцами. С ее помощью можно, изменяя возбуждение преобразователя, изменять напряжение в небольших пределах при умеренном реактивном токе.

b. Регулирование с помощью потенциал-регулятора. Потенциал-регулятор по конструкции сходен с асинхронным двигателем. Первичная его обмотка возбуждается неизменным напряжением ($U'_1 = U_2$ на фиг. 480 и 481) и создает в нем (DT) вращающееся поле. Это поле индуктирует во вторичной обмотке также почти неизменную по величине ЭДС, вторичное напряжение (U_2'), фазу которого, однако, можно изменять относительно фазы первичного напряжения, поворачивая ротор. Если соединить последовательно вторичную обмотку потенциал-регулятора с вторичною обмоткою главного трансформатора T (фиг. 480), то величину результирующего напряжения на контактных кольцах U_S, можно плавно изменять в пределах $U_2 - U_2'$ и $U_2 + U_2'$, поворачивая ротор потенциал-регулятора (фиг. 481).

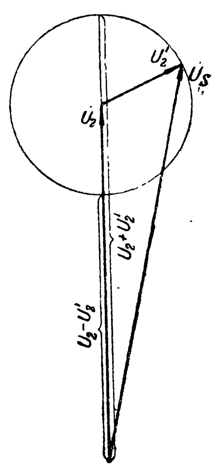
Для регулирования напряжения на зажимах преобразователя первичную обмотку потенциал-регулятора питают, как показано на фиг. 480, от вторичной обмотки главного трансформатора, а вторичную обмотку потенциал-регулятора включают между вторичной обмоткой главного трансформатора и контактными кольцами преобразователя. Иногда при очень больших токах в контактных кольцах вторичную обмотку потенциал-регулятора включают в первичную цепь главного трансформатора; тогда вторичную обмотку потенциал-регулятора соединяют в звезду, а первичную обмотку главного трансформатора соединяют с нею последовательно. В этом случае, потенциал-регулятор может, независимо от числа фаз преобразователя, быть выполнен для числа фаз сети, то-есть

нормально быть трехфазным. Его изоляция, в виду большего воздействия со стороны волн с крутым фронтом, должна быть усилена. При этом главный трансформатор во время регулирования работает с различными магнитными нагруженностями и, следовательно, должен быть несколько больше, чем по схеме фиг. 480, при которой его магнитная нагруженность почти неизменна.

Если вторичная обмотка потенциал-регулятора даже находится непосредственно перед контактными кольцами преобразователя, то при шестифазных преобразователях потенциал-регулятор может быть трехфазным. Тогда вторичная обмотка главного трансформатора должна иметь шесть выведенных концов. Соответственная схема показана на



Фиг. 480. Схема соединений для регулирования напряжения трехфазного преобразователя с нулевым проводом при помощи потенциал-регулятора.

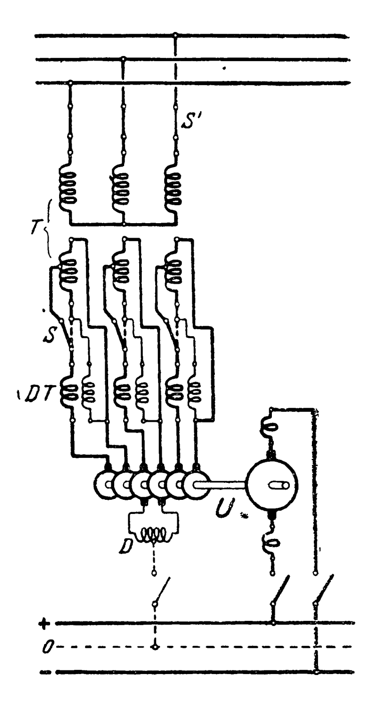


Фиг. 481. Регулирование напряжения при помощи потенциал-регулятора.

фиг. 482. Здесь T — главный трансформатор, DT — потенциал-регулятор. В виде примера предположен асинхронный пуск в ход (см. § 1 е) и для этой цели на вторичной обмотке главного трансформатора сделано ответвление, чтобы на предварительной ступени переключателя S — к контактным кольцам преобразователя подводилось пониженное пусковое напряжение.

Одноякорные преобразователи часто служат для питания **трехпроводных сетей постоянного тока**. Нулевой провод можно тогда, если вторичная обмотка главного трансформатора соединена в звезду, присоединить к нулевой точке звезды, так как вторичная обмотка образует многофазную дроссельную катушку, которая применяется и у обыкновенных трехпроводных машин (см. фиг. 112 в томе I). Эта схема соединений также применима при регулировании напряжения с помощью

потенциал-регулятора (см. фиг. 480). Однако, если при шестифазных преобразователях от вторичной обмотки главного трансформатора выведены все шесть концов и вторичная обмотка потенциал-регулятора включена между вторичною обмоткою главного трансформатора и контактными кольцами, то для деления напряжения, между контактными кольцами должна находиться особая дроссельная катушка (D на фиг. 482). Эта дроссельная катушка может быть многофазною или, как на фиг. 482, однофазною; в последнем случае она должна быть соединена с теми контактными кольцами, у которых точки ответвлений в многоугольнике напряжений диаметрально противоположны друг другу.



Фиг. 482. Схема соединения для регулирования напряжения шестифазного преобразователя с нулевым проводом и асинхронным пуском в ход при помощи потенциал-регулятора.

У преобразователей для трехпроводной сети постоянного тока по внешним проводам, вообще говоря, циркулируют токи различной силы. Чтобы и в этом случае получалось надлежащее коммутирующее поле, одна половина обмотки добавочных полюсов должна обтекаться током положительных щеток, а другая — током отрицательных щеток (см. фиг. 480 и 482). Тогда одну половину обмотки добавочных полюсов обычно образуют катушки всех северных, другую — катушки всех южных полюсов.

По вторичной обмотке потенциал-регулятора циркулируют обычно сильные токи. Поэтому в большинстве случаев первичную обмотку помещают в роторе, вторичную — в статоре, чтобы к подвижному ротору можно было подвести более тонкие провода. Для отвода выделяемого в потенциал-регуляторе тепла в последнее время предпочитают воздушное охлаждение масляному. При этом потенциал-регулятор часто ставят на фундаментную плиту преобразователя и охлаждают его сидящим на валу преобразователя вентилятором (см. фиг. 518). При крупных мощностях потенциал-регулятор в большинстве случаев устанавливают отдельно от преобразователя.

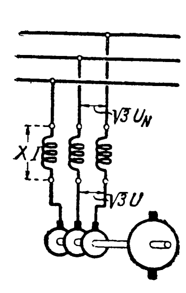
Максимальные пределы регулирования напряжения с помощью потенциал-регулятора составляют на практике примерно $\pm$ 25% от среднего значения напряжения.

c. Регулирование с помощью дроссельной катушки посредством изменения возбуждения. Если включить между контактными кольцами преобразователя и сетью реактивные сопротивления (фиг. 483), то напряжение на контактных кольцах, а следовательно, и напряжение на стороне постоянного тока можно регулировать, изменяя возбуждение. При этом, согласно сказанному в §§ В 1 b и 3, изменяется угол сдвига фаз ψ между переменною ЭДС преобразователя и током, а следовательно,

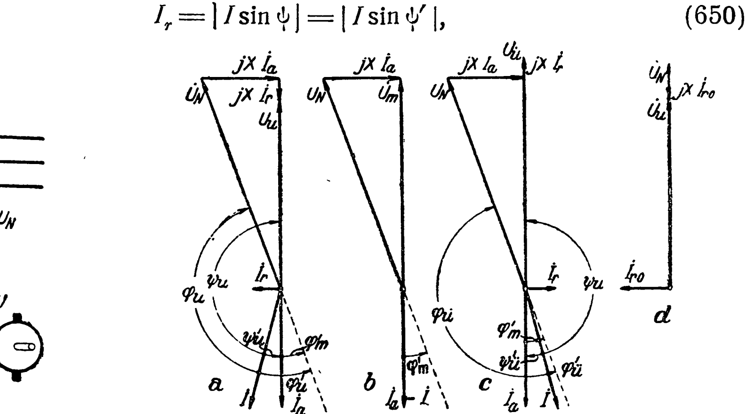
изменяются (см. § А 3) джоулевы потери в преобразователе. С точки зрения увеличения этих потерь угол ψ должен лишь не на много отличаться от угла π, иначе говоря угол $\psi' = \psi \mp \pi$ должен быть близок к нулю, а это значительно сокращает границы регулирования напряжения по этому способу.

Чтобы выяснить зависимость между мощностью, на которую должны быть рассчитаны дроссельные катушки, и углом сдвига фаз ψ', а также получающимся при регулировании углом сдвига фаз φ между неизменным напряжением сети U_N и током или углом $\varphi' = \varphi \mp \pi$, рассмотрим случай, когда активный ток, а следовательно, и номинальный ток на стороне постоянного тока не изменяется. Мы предположим, что величина реактивного тока

$$I_r = |I \sin \psi| = |I \sin \psi'|, \tag{650}$$



Фиг. 483. Регулирование напряжения при помощи дроссельной катушки.



Фиг. 484 a—d. a) — c). Диаграммы для регулирования напряжения посредством дроссельной катушки при неизменном активном токе и одной и той же величине реактивного тока при минимальном и максимальном напряжении; d) холостой ход.

отнесенная к напряжению на зажимах U, которое, если пренебречь падением напряжения в обмотке преобразователя, равно переменной ЭДС E, одинакова при минимальном и при максимальном напряжении на контактных кольцах.

На фиг. 484a представлен предельный случай минимального напряжения на контактных кольцах U_u, получающийся при недовозбуждении, на фиг. 484c — предельный случай максимального напряжения на контактных кольцах $U_{ü}$, получающийся при перевозбуждении. На фиг. 484b показана диаграмма напряжений при среднем напряжении на контактных кольцах

$$U_m = \frac{U_{ü} + U_u}{2} = \sqrt{U_N^2 - (XI_a)^2}. \tag{651}$$

На этой диаграмме реактивная составляющая тока, отнесенная к напряжению на контактных кольцах, равна нулю. X означает включенное перед контактными кольцами реактивное сопротивление одной фазы и I_a — активный ток.

Мы получаем по фиг. 484a

$$\frac{U_u}{U_m} = 1 - \frac{XI_r}{U_m}. \tag{652}$$

Если мы еще введем отношение мощности в добавочных реактивных сопротивлениях X к мощности преобразователя при среднем напряжении на контактных кольцах U_m,

$$d = \frac{XI^2}{U_m I_a}, \tag{653}$$

то получим

$$\frac{U_u}{U_m} = 1 = d \sin \psi_u' \cos \psi_u' \tag{653a}$$

и подобным же образом, согласно фиг. 484c,

$$\frac{U_{\ddot{u}}}{U_m} = 1 + d \sin \psi_u' \cos \psi_u', \tag{653b}$$

если принять во внимание, что согласно нашему допущению $\psi_u' = -\psi_{\ddot{u}}'$. Таким образом, отношение общего изменения напряжения к среднему напряжению на контактных кольцах U_m равно

$$v = \frac{U_{\ddot{u}} - U_u}{U_m} = 2d \sin \psi_u' \cos \psi_u' = d \sin 2\psi_u'. \tag{654}$$

Согласно этому уравнению, при том же изменении напряжения отнесенная к средней активной мощности преобразователя мощность в реактивных сопротивлениях X минимальна, когда угол сдвига фаз $\psi_u' = \pi/4$. Но при этом преобразователь использован очень плохо (см. фиг. 440 для $\psi_u' = \psi$). Фиг. 484a — c построены для $v = 0,2$ и $\psi_u' = -\psi_{\ddot{u}}' = 15°$.

Угол сдвига фаз $\varphi = \pm\pi + \varphi'$ между током и напряжением сети U_N мы получаем при среднем напряжении на контактных кольцах U_m по фиг. 484b и урав. (653) и (654) из урав.

$$\operatorname{tg} \varphi_m' = d \cos^2 \psi_u' = \frac{v}{2 \operatorname{tg} \psi_u'}. \tag{655}$$

В предельном случае недовозбуждения (фиг. 484a) имеем

$$\varphi_u' = \varphi_m' + \psi_u' \tag{655a}$$

и в предельном случае перевозбуждения (фиг. 484c)

$$\varphi_{\ddot{u}}' = \varphi_m' + \psi_{\ddot{u}}' = \varphi_m' - \psi_u'. \tag{655b}$$

Отсюда получается соответственный коэфициент мощности сети для номинального тока

$$\cos \varphi = -\cos \varphi'. \tag{655'}$$

Чтобы и при холостом ходе можно было установить минимальное напряжение на контактных кольцах U_u, реактивный ток должен быть $I_{r0} > I_r$ (фиг. 484d). Из условия

$$U_N - XI_{r0} = U_u \tag{656a}$$

мы получаем, исключив U_N, U_u и X по урав. (650), (653), (653a)

и (654), отношение между внутренними реактивными токами при холостом ходе и номинальной нагрузке:

$$\frac{I_{r0}}{I_r} = 1 + 2\frac{1 - \cos\varphi'_m}{v\cos\varphi'_m}. \qquad (656)$$

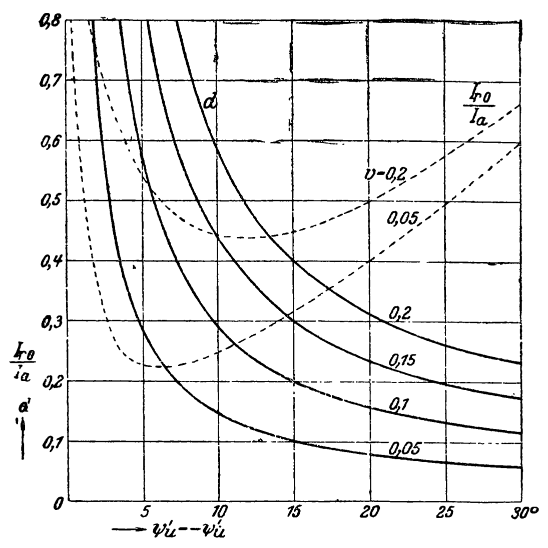
Однако для нагрузки сети решающее значение имеет отношение реактивного тока холостого хода к максимальному внешнему реактивному току $I\sin\varphi_u'$ при нагрузке, и для этого отношения мы получаем с помощью урав. (655) и (655a)

$$\frac{I_{r0}}{I\sin\varphi_u'} = \frac{2 - (2 - v)\cos\varphi'_m}{v\cos^2\varphi'_m + 2\sin^2\varphi'_m}, \qquad (657a)$$

а для суждения о нагреве преобразователя при холостом ходе получаем отношение между реактивным током холостого хода I_{r0} и внутренним номинальным активным током I_a

$$\frac{I_{r_0}}{I_a} = \operatorname{tg}\psi_u'\left(1 + 2\frac{1 - \cos\varphi_m'}{v\cos\varphi_m'}\right). \qquad (657b)$$

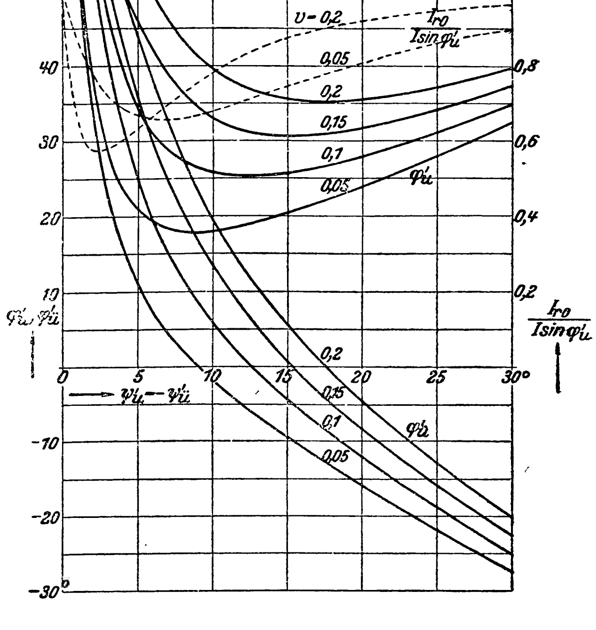
На фиг. 485 величина d — отношение мощности в реактивных сопротивлениях X (мощности дроссельной катушки, урав. 653), к номинальной мощности U_m преобразователя при среднем напряжении на контактных кольцах—изображена сплошными кривыми в функции от угла сдвига фаз в преобразователе $\psi_u' = -\psi_{\ddot{u}}'$ при различных параметрах v. В показанной здесь области для ψ_u', практически преимущественно и встречающейся, мощность дроссельной катушки понижается, причем вначале весьма быстро, по мере увеличения ψ_u'. Предельное допустимое значение ψ_u' определяется экономическими соображениями, так как по мере увеличения ψ_u' дроссельная катушка становится меньше, а преобразователь больше. Об увеличении преобразователя по мере роста ψ_u' можно судить по фиг. 440, причем для ψ_u' нужно подставить ψ.



Фиг. 485. Относительная мощность дроссельной катушки ($d = XI^2/U_mI_a$) и максимальный реактивный ток холостого хода I_{r0}, отнесенный к активному току I_a, в функции от угла сдвига фаз ψ'_u.

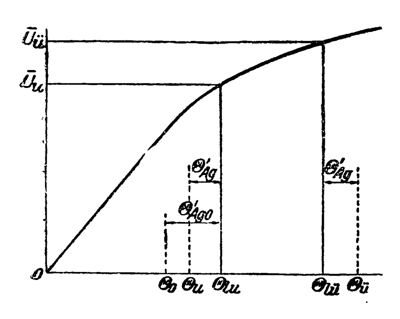
Для суждения о том, какие пределы регулирования наиболее целесообразны, нужно, однако, принять еще во внимание углы сдвига фаз φ_u и $\varphi_{\ddot{u}}$ или φ'_u и $\varphi'_{\ddot{u}}$, а также отношения $I_{r0}/I\sin\varphi'_u$ и I_{r0}/I_a. На фиг. 486 φ_u' и $\varphi_{\ddot{u}}'$ изображены в функции от ψ_u' сплошными кривыми.

Величина $\varphi_u' = \psi_u' + \varphi_m'$ имеет некоторый минимум, так как согласно урав. (655) $\text{tg}\,\varphi_m'$ обратно пропорционален $\text{tg}\,\psi_u'$. Легко показать, что этот минимум получается при том же ψ_u', при котором $\varphi_ü'$ меняет свой знак. При этом $\varphi_u' = 2\psi_u'$. Отношение $I_{r0}/I \sin \varphi_u'$ изображено пунктирными кривыми на фиг. 486. Внешний реактивный ток при холостом ходе I_{r_0}, как мы видим, всегда меньше, чем реактивный ток $I \sin \varphi_u'$ при полной нагрузке с минимальным напряжением на контактных кольцах; они равны только в теоретических предельных случаях $\psi_u' = 0$ и $\psi_u' = \pi/2$. На фиг. 485 пунктирные кривые изображают отношение I_{r_0}/I_a, которым надо руководствоваться для суждения о нагреве якорной обмотки при холостом ходе. Сравнив этот рисунок с фиг. 441, мы убеждаемся, что вплоть до $\psi_u' = 30°$ потери на джоулево тепло в якорной обмотке всегда меньше, чем при полной нагрузке.



Фиг. 486. Угол сдвига фаз φ'_u и $\varphi'_ü$ и отношение $I_{r0}/I \sin \varphi'_u$ в функции от угла сдвига фаз ψ'_u.

Определение полного тока индуктора производится по известному нам способу с помощью характеристики холостого хода. На фиг. 487 Θ_{lu} и $\Theta_{lü}$ означают результирующие продольные полные токи при недовозбуждении и перевозбуждении для номинального активного тока, Θ_{Ag}' — возникающий при этом продольный действующий полный ток якоря, Θ'_{Ag_0} — действующий продольный полный ток якоря при холостом ходе и Θ_u, $\Theta_ü$ и Θ_0 — полные токи индуктора, которые нужно установить. При этом, мы, для простоты, пренебрегли изменившимся напряжением рассеяния индуктора по сравнению с холостым ходом. Таким образом надо иметь возможность регулировать полный ток индуктора в пределах от Θ_0 до $\Theta_ü$. $\overline{U}_ü$ и $\overline{U}_u$ представляют собой отнесенные к стороне постоянного



Фиг. 487. Определение предельных возбуждений Θ_0 и $\Theta_ü$ при регулировании напряжения посредством дроссельной катушки.

тока напряжения на контактных кольцах, за вычетом падения напряжения в обмотке преобразователя, которое составляет лишь несколько процентов от напряжения на зажимах. Обозначив это падение через V_U, мы можем написать

$$\left.\begin{aligned} \overline{U}_{ü} &= ü_E U_{ü} - V_{Uü}, \\ \overline{U}_u &= ü_E U_u - V_{Uu}. \end{aligned}\right\} \qquad (658\text{a и b})$$

Если для $U_{ü}$ и U_u взято напряжение на контактных кольцах, отнесенное к одной фазе соединения звездой, как это сделано в настоящем параграфе (см. фиг. 483), то это нужно принять во внимание, вводя $ü_E$ по таблице 29.

Для нахождения величины регулировочного сопротивления в цепи возбуждения нужно при шунтовом возбуждении считаться с тем, что $\Theta_{ü}$ определяется напряжением постоянного тока $\overline{U}_{ü}$, а Θ_0 — напряжением $\overline{U}_u$. Чем шире должны быть пределы регулирования, тем больше должен быть также $\Theta_{ü}$. Это надо учитывать при выборе размеров для индуктора, который, при регулировании с помощью дроссельных катушек, должен быть снабжен усиленной обмоткою возбуждения.

В основу изложенных в настоящем параграфе рассуждений мы положили то допущение, что контактные кольца преобразователя непосредственно без трансформатора присоединены через реактивные сопротивления к сети. Нормально, однако, между преобразователем и сетью еще включен трансформатор. Тогда к реактивному сопротивлению X нужно прибавить еще реактивное сопротивление от рассеяния трансформатора. Если регулирование напряжения производится в относительно узких пределах, примерно до $v = 10\%$ ($\pm 5\%$ около среднего значения), то можно все реактивное сопротивление сосредоточить в трансформаторе, который должен быть тогда сконструирован с соответственно бо̀льшим рассеянием.

Дроссельную катушку обычно вводят во вторичную цепь трансформатора. Если ввести ее в первичную цепь, то трансформатор должен быть несколько больше, в виду меняющейся при регулировании его магнитной нагруженности. В этом случае, при определении пределов регулирования напряжения, нужно также принимать в расчет падение напряжения, обусловленное проходящим через дроссельную катушку намагничивающим током трансформатора. Это влияние так же, как и влияние активного сопротивления дроссельной катушки и трансформатора, можно определить по диаграмме напряжений. Подобным же образом можно, согласно сказанному в §§ В 2 и 3, точно учесть падение напряжения в преобразователе.

d. Автоматическое регулирование напряжения при нагрузке. При посредстве добавочной сериесной обмотки возбуждения, обтекаемой якорным током со стороны постоянного тока, можно добиться того, чтобы возбуждение преобразователя по мере роста нагрузки усиливалось автоматически, так что тогда при наличии добавочной дроссельной катушки (см. фиг. 483) напряжение на контактных кольцах растет вместе с нагрузкою и, следовательно, преобразователь компаундирован

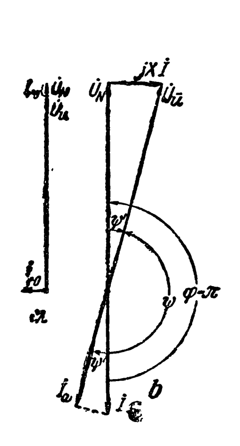
или перекомпаундирован. Исследуем три случая, пренебрегая при этом, как и в § с, потерями преобразователя.

1. Пусть коэфициент мощности сети равен при полной нагрузке $|\cos\varphi| = 1$ и пусть реактивный ток недовозбужденного при холостом ходе преобразователя составляет определенную часть

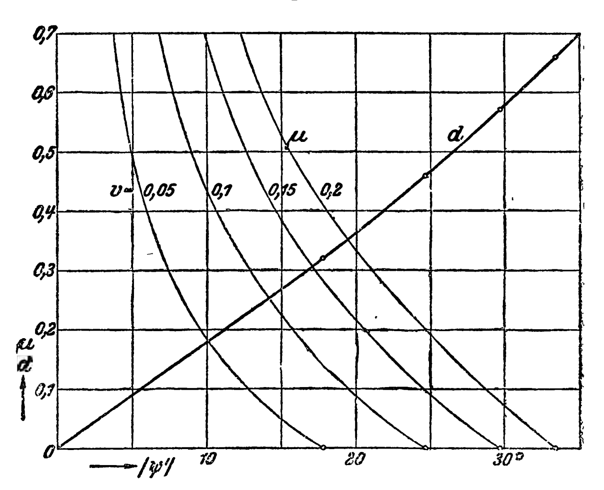
$$\mu = \frac{I_{r_0}}{I_a} \tag{659a}$$

номинального активного тока.

На фиг. 488a и b изображены диаграммы для холостого хода и полной нагрузки. По ним мы находим напряжение на контактных



Фиг. 488 a и b. Диаграммы напряжений при холостом ходе и полной нагрузке; случай 1.



Фиг. 489. Относительная мощность дроссельной катушки $d = XI^2/U_{ü}I_a$ и относительный реактивный ток $\mu = I_{r0}/I_a$ при различных относительных повышениях напряжения v, в функции от $|\psi'|$; случай 1.

кольцах при холостом ходе

$$U_u = U_N - XI_{r_0} \tag{659b}$$

и при полной нагрузке

$$U_{ü} = \frac{U_N}{\cos\psi'}. \tag{659c}$$

Для отношения мощности в дроссельных катушках к мощности преобразователя при полной нагрузке, получается

$$d = \frac{XI^2}{U_{ü}I_a} = \operatorname{tg}|\psi'|, \tag{659d}$$

и для отношения повышения напряжения к напряжению холостого хода

$$v = \frac{U_{ü} - U_u}{U_u} = \frac{1}{\cos\psi'(1 - \mu\sin|\psi'|)} - 1. \tag{659e}$$

На фиг. 489 представлена не зависящая здесь от повышения напряжения v относительная мощность дроссельной катушки d и показано отношение μ [уравн. (659а)] реактивного тока холостого хода к активному току при различных параметрах v в виде функций от угла сдвига фаз $|\psi'|$. Чем меньше отношение μ, то-есть чем меньше реактивный ток при холостом ходе, тем больше угол сдвига фаз $|\psi'|$ и удельная мощность необходимого реактивного сопротивления. Кривые μ пересекают ось абсцисс; но они показаны здесь только в положительной области, в виду небольшой мощности дроссельной катушки. Отрицательные μ означали бы изменение направления реактивного тока I_{r0} то-есть отдачу намагничивающего реактивного тока в сеть при холостом ходе.

Необходимое напряжение сети U_N получается из наибольшего напряжения на контактных кольцах $U_{\ddot{u}}$ по уравн. (659с) и определяет собою коэфициент трансформации у трансформатора, который должен находиться между первичною сетью и контактными кольцами.

2. Пусть при полной нагрузке преобразователь так перевозбужден, что реактивный ток сети I_{rN} перед дроссельною катушкою равен реактивному току I_{r_0} при холостом ходе с недовозбуждением (см. фиг. 490а b).

Положив для сокращения

$$\mu = \frac{I_{r0}}{I_a} = \frac{I_{rN}}{I_a}, \qquad (660a)$$

мы получаем величину угла сдвига фаз φ', который здесь при полной нагрузке всегда отрицателен, из уравнения

$$\sin|\varphi'| = \frac{I_{rN}}{I} = \mu\cos\psi'. \qquad (660b)$$

Напряжение на контактных кольцах при холостом ходе равно

$$U_u = U_N - X I_{r_0}, \qquad (660c)$$

а при полной нагрузке

$$U_{\ddot{u}} = U_N \frac{\cos\varphi'}{\cos\psi'}. \qquad (660d)$$

Для относительной мощности дроссельной катушки мы получаем

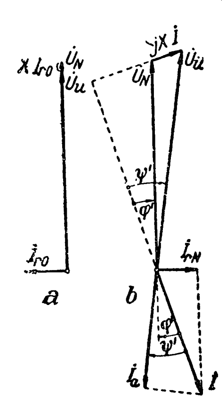
$$d = \frac{XI^2}{U_{\ddot{u}} I_a} = \frac{U_{\ddot{u}}\sin|\psi'| - U_N\sin|\varphi'|}{U_{\ddot{u}}} \frac{I}{I_a} = \operatorname{tg}|\psi'| - \operatorname{tg}|\varphi'| \qquad (660e)$$

и для отнесенного к напряжению холостого хода повышения напряжения

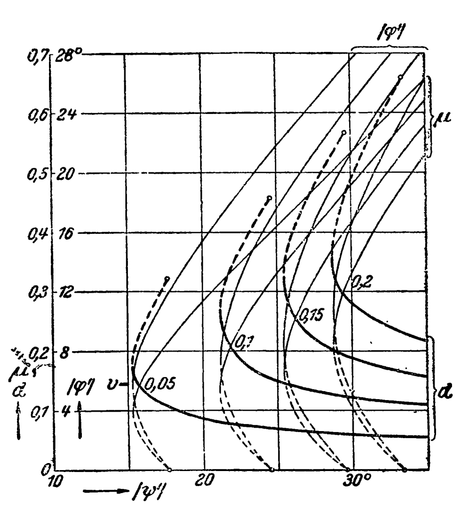
$$v = \frac{U_{\ddot{u}} - U_u}{U_u} = \frac{\mu \operatorname{ctg}\varphi'}{1 + \sin^2\varphi' - \mu\sin|\psi'|\cos\varphi'} - 1. \qquad (660f)$$

На фиг. 491 относительная мощность дроссельной катушки показана более толстыми кривыми, а отношение μ и величина угла сдвига фаз φ' — он соответствует отдаче намагничивающего тока в сеть —

представлены более тонкими линиями в виде функций от $|\psi'|$ при различных v. Кривые имеют две ветви, на которых может быть достигнуто одно и то же повышение напряжения с тем же углом ψ', но при различных мощностях дроссельной катушки (d), различных реактивных токах (μ) и различных углах сдвига фаз φ'. Соответствующие друг другу ветви показаны одинаковою штриховкой; на пунктирных ветвях мощность дроссельной катушки значительно больше, чем на сплошных. Мы видим из фиг. 491, что регулирование по фиг. 490a и b возможно только начиная от определенных углов сдвига фаз ψ'. При $\mu = 0$ и $\varphi' = 0$ мы получаем те же состояния работы, как на фиг. 489 при $\mu = 0$. Для облегчения сравнения эти состояния работы отмечены на фиг. 491 и 489 небольшими кружками. При одном и том же угле ψ' в случае 2 (фиг. 491) отдаваемый в сеть при полной нагрузке или получаемый из сети при холостом ходе намагничивающий ток (μ) больше, чем получаемый из сети при холостом ходе намагничивающий ток в случае 1 (фиг. 489). Если важно, чтобы намагничивающий ток был невелик, то предпочтения заслуживает регулирование по фиг. 488a и b (см. также фиг. 489), но оно требует больших дроссельных катушек.



Фиг. 490 a и b. Диаграммы напряжений для холостого хода и полной нагрузки: случай 2.



Фиг. 491. Относительная мощность дроссельной катушки $d = XI^2/U_{\ddot{u}}I_a$, относительный реактивный ток $\mu = I_{r0}/I_a = I_{rN}/I_a$ и угол сдвига фаз/φ'/ при различных относительных повышениях напряжения v в функции от /ψ'/; случай 2.

3. Пусть при полной нагрузке преобразователь возбужден так, что отношение реактивного тока сети к активному току преобразователя равно

$$\frac{I_{rN}}{I_a} = \mu, \tag{661a}$$

тогда как при холостом ходе реактивный ток равен нулю (см. фиг. 492a и b).

В таком случае имеем

$$\sin|\varphi'| = \frac{I_{rN}}{I} = \mu\cos\psi', \tag{661b}$$

$$U_u = U_N,$$

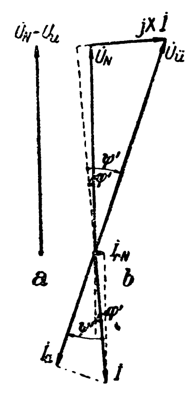
$$U_{\ddot u} = U_N\frac{\cos\varphi'}{\cos\psi'},$$

$$d = \frac{XI^2}{U_{\ddot u}I_a} = \operatorname{tg}|\psi'| - \operatorname{tg}|\varphi'| \tag{661c — e}$$

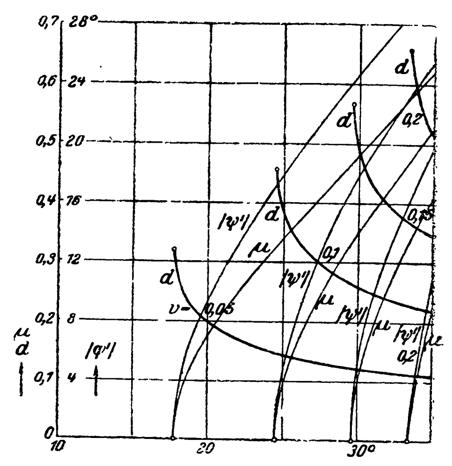
и

$$v = \frac{U_{\ddot u} - U_u}{U_u} = \frac{\cos\varphi'}{\cos\psi'} - 1. \tag{661f}$$

На фиг. 493 снова представлены величины, которыми надо руководиться для суждения о регулировании, в виде функции от угла сдвига фаз ψ'. Здесь необходимая дроссельная катушка при том же угле ψ' больше,



Фиг. 492 a и b. Диаграммы напряжений для холостого хода и полной нагрузки; случай 3.



Фиг. 493. То же, что на фиг. 491, но для случая 3.

чем во втором случае (фиг. 491), и наименьшие значения ψ', при которых еще возможно регулирование для определенного v, здесь тоже больше. Зато на протяжении всей области регулирования от холостого хода до полной нагрузки, в сеть отдаются намагничивающие реактивные токи, которые возрастают от нуля при холостом ходе до μI_a при полной нагрузке. Для $\mu = 0$ мы получаем те же характеризующие работу величины, как в первом и втором случаях при $\mu = 0$; они снова отмечены небольшими кружками.

е. Расчет компаундной обмотки. Для автоматического регулирования напряжения, на индукторе преобразователя должна быть помещена питаемая якорным током со стороны постоянного тока сериесная обмотка, вызывающая намагничивание в том же направлении, что и обмотка независимого возбуждения или шунтовая обмотка. При независимом возбуждении неизменным током, соответствующим полному току Θ_0 при

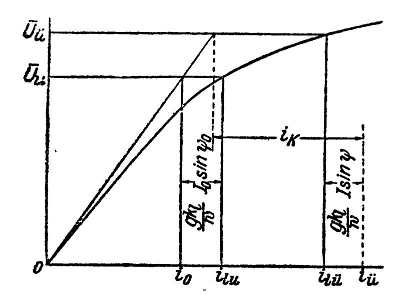
холостом ходе (на фиг. 487), мы получаем для числа витков сериесной (компаундирующей) обмотки в одной магнитной цепи (на пару полюсов) величину

$$W = \frac{\Theta_{\ddot{u}} - \Theta_0}{I}. \tag{662a}$$

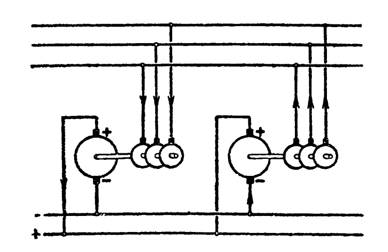
При шунтовом возбуждении мы должны еще принять во внимание то, что при неизменном сопротивлении в шунтовой цепи напряжение на зажимах со стороны постоянного тока возрастает при нагрузке от $\overline{U}_u$ до $\overline{U}_{\ddot{u}}$. Мы получаем поэтому при шунтовом возбуждении

$$W = \frac{\Theta_{\ddot{u}} - \Theta_0 \frac{\overline{U}_{\ddot{u}}}{\overline{U}_u}}{I}. \tag{662b}$$

Если построить характеристику холостого хода в зависимости не от полного тока, а от тока возбуждения i, то определение тока i_K в се-



Фиг. 494. Определение числа витков компаундирующей обмотки при шунтовом возбуждении.


Фиг. 495. Параллельная работа без трансформаторов; постоянные токи могут проходить через контактные кольца.

риесной обмотке, отнесенного к числу витков шунтовой обмотки возбуждения можно произвести, как показано на фиг. 494. Отсюда для числа витков сериесной обмотки получается выражение

$$W = \frac{w i_K}{I}. \tag{662c}$$

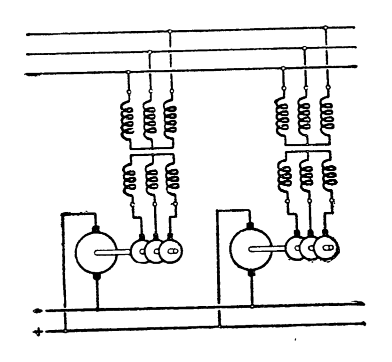
Остальные индексы у i на фиг. 494 соответствуют индексам у полных токов на фиг. 487. К $\overline{U}_{\ddot{u}}$ нужно еще прибавить падение напряжения в преобразователе, которое можно вычислить согласно сказанному в §§ В 2 и 3 или принять равным нескольким процентам от номинального напряжения постоянного тока.

3. Параллельная работа.

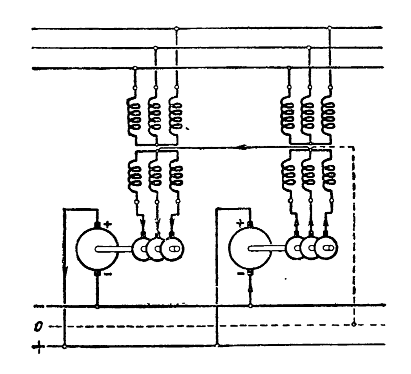
Одноякорные преобразователи, которые соединены между собою параллельно и на стороне постоянного тока и на контактных кольцах со стороны переменного тока (см. фиг. 495), правильно работать не

могут. Неодинаковость переходных сопротивлений у щеток на стороне постоянного тока может иметь следствием то, что часть постоянного тока будет переходить с отрицательных щеток одного преобразователя через контактные кольца в другой, а из положительных щеток другого преобразователя — в сеть постоянного тока, как это показано стрелками на фиг. 495. Вследствие этого отрицательные щетки одного преобразователя и положительные щетки другого перегрузятся, и может возникнуть искрение на щетках.

Но если на стороне переменного тока преобразователи включены параллельно не непосредственно, а через трансформаторы (см. фиг. 496), то путь постоянному току через контактные кольца прегражден. Правильная параллельная работа возможна также в том случае, если несколько преобразователей питаются от одного трансформатора, но каждый из них присоединен к отдельной вторичной обмотке этого трансформатора.



Фиг. 496. Параллельная работа с трансформаторами.

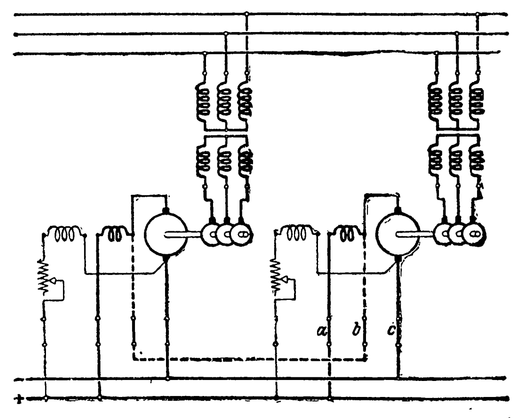


Фиг. 497. То же, что на фиг. 496, но нейтральные точки соединены между собою. Постоянные токи могут проходить через контактные кольца.

Затруднения могут возникнуть и в том случае, если нейтрали вторичных обмоток трансформаторов всех преобразователей соединены между собою электрически для того, чтобы при питании трехпроводной сети постоянного тока все преобразователи равномерно работали на неравномерно нагруженные внешние провода (фиг. 497). Здесь при известных обстоятельствах, часть постоянного тока может направиться по пути, указанному стрелками на фиг. 497, и повлечь за собою неравномерность в нагрузках щеток.

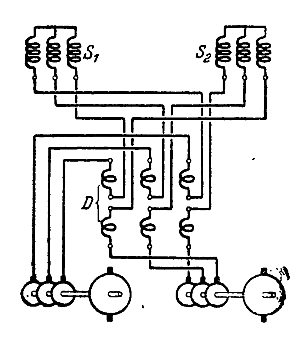
Чтобы преобразователи, включенные параллельно со стороны постоянного и со стороны переменного тока, участвовали в отдаче тока каждый пропорционально своей номинальной мощности, у них при нормальной мощности должны быть одинаковы падения напряжения. Соблюсти это условие можно при помощи активных сопротивлений в цепях якорей постоянного тока или при помощи индуктивных сопротивлений перед контактными кольцами и добавочных обмоток возбуждения, обтекаемых постоянным якорным током. Если преобразователи компаундированы, то сериесные обмотки должны быть соединены параллельно посредством уравнительного провода (на фиг. 498 показанного пунктиром), как это

является необходимым и для компаундных машин постоянного тока (том I, § III D 4 a). При включении одного из преобразователей с компаундною обмоткою, пускаемого в ход со стороны переменного тока, нужно замкнуть сперва выключатели *a* и *b* сериесной обмотки, затем при помощи шунтового регулятора довести напряжение постоянного тока до величины напряжения сети и, наконец, при помощи выключателя *c* включить преобразователь на сеть. Затем нагрузку его устанавливают при помощи шунтового регулятора.

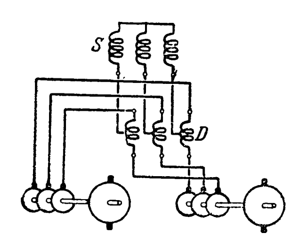


Фиг. 498. Уравнительные соединение (- - - - - -) у преобразователей с компаундной обмоткой.

При помощи дроссельных, так называемых отсасывающих катушек (*D*), включенных согласно фиг. 499, также можно достигнуть определенного соотношения между мощностями, которые потребляют два параллельно работающих преобразователя. Отношение между числами витков по обе стороны от точки ответвления, соединенной с вторичною обмоткой *S* главного трансформатора, должно быть обратно отношению между мощностями присоединенных преобразователей. Если тогда получается иное распределение тока между дроссельными катушками, чем то, которое соответствует обратному отношению между числами витков, то железо дроссельных катушек намагничивается и падение напряжения у сильнее нагруженного преобразователя возрастает, а у слабее нагруженного преобразователя убывает, благодаря чему желательное распределение тока восстанавливается автоматически. Но так как при этой схеме есть опасность, что по дроссельным катуш-



Фиг. 500. Распределение нагрузки посредством отсасывающих дроссельных катушек *D*. Уничтожение постоянных токов, проходящих через контактные кольца.



Фиг. 499. Распределение нагрузки посредством отсасывающих дроссельных катушек *D*.

кам будут проходить добавочные токи, как на фиг. 495 и 497, то схему эту представляется целесообразным видоизменить согласно фиг. 500, причем имеющие одну ось части обмотки дроссельной катушки D расположены на общем сердечнике.

Параллельная работа одноякорных преобразователей с шунтовыми или возбуждаемыми от постороннего источника машинами постоянного тока осуществима без труда, если распределение нагрузок все время регулируется путем регулировки возбуждения машин постоянного тока. Чтобы необходимое распределение нагрузки между преобразователями и машинами постоянного тока происходило автоматически, падение напряжения у преобразователей должно быть искусственно увеличено. Для этого могут служить индуктивные сопротивления перед контактными кольцами и обтекаемая якорным током сериесная обмотка, ослабляющая то поле, которое возбуждается шунтовою обмоткой. При параллельной работе преобразователей с буферной батареей падение напряжения у них тоже должно быть повышено, что также достижимо с помощью противо-компаундирования.

4. Влияние колебаний напряжения и коротких замыканий.

Одноякорные преобразователи весьма чувствительны к колебаниям напряжения в питающей их сети переменного тока. Чтобы составить себе простое представление о влиянии колебаний напряжения на преобразователи, работающие на собственную сеть постоянного тока, не поддерживаемую под неизменным напряжением другими источниками тока, пренебрежем падением напряжения в преобразователе. Пусть между контактными кольцами преобразователя и зажимами сети находится реактивное сопротивление X (в виде дроссельной катушки или от увеличенного рассеяния трансформатора, см. фиг. 483).

Пусть при номинальном напряжении сети преобразователь возбужден так, что ток и продольная ЭДС преобразователя направлены друг против друга ($\psi = \pi$). Тогда действительна представленная на фиг. 501c диаграмма напряжений при возбуждении Θ_N (см. фиг. 501a). На фиг. 501b эта диаграмма представлена для того же возбуждения и для ЭДС $\tilde{E} < \tilde{E}_N \approx \tilde{U}_N$. При этом допущено, что сопротивление, обусловленное нагрузкой сети постоянного тока, не зависит от напряжения, иными словами, что активный ток приблизительно пропорционален ЭДС $\tilde{E}$ в преобразователе. В этом случае возникает реактивный ток, для которого, согласно фиг. 501a, получается выражение

$$\tilde{I} \sin\psi = \frac{\Theta_A \sin\psi}{g} = \frac{\Theta_N - \Theta}{gk_l}. \qquad (663a)$$

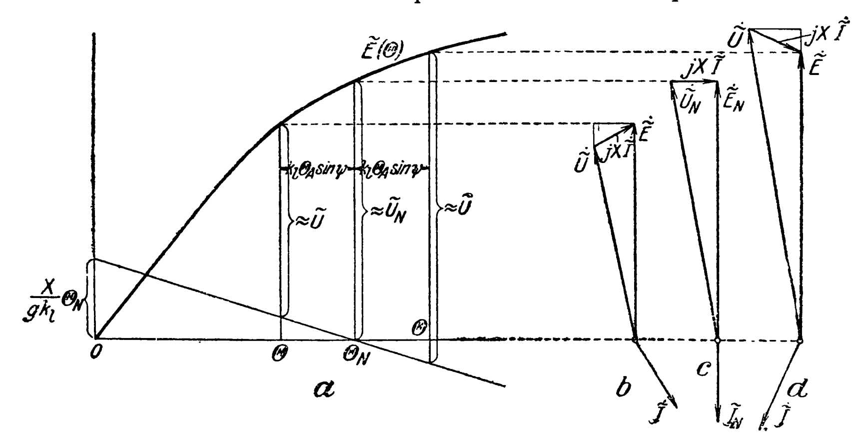
Обусловленное этим реактивным током падение напряжения мы можем найти по прямой, проведенной через точку Θ_N и отсекающей на оси ординат напряжение $\frac{X}{gk_l}\Theta_N$. На фиг. 501d представлена диаграмма напряжений для того же возбуждения Θ_N и $\tilde{E} > \tilde{E}_N$.

Мы видим из фиг. 501a — d, что преобразователь при понижении напряжения перевозбужден, при повышении напряжения недовозбужден. Так как угол сдвига фаз между $\tilde{U}$ и $\dot{E}$ очень мал, то мы можем считать

$$\tilde{U} \approx \tilde{E} - XI \sin \psi \tag{663b}$$

равным расстоянию по оси ординат, между характеристикой холостого хода и проходящей через Θ_N прямой (см. фиг. 501a). По соответственному току Θ можно вычислить воспринимаемый преобразователем реактивный ток $\tilde{I} \sin \psi$ согласно уравн. (663a).

Таким образом колебания напряжения в сети переменного тока имеют следствием возникновение реактивных токов. Практически здесь



Фиг. 501 a — d. Влияние колебаний переменного напряжения $\tilde{U}$ при неизменном возбуждении Θ_N на возникновение реактивных токов.

речь может идти преимущественно о тех понижениях напряжения, которые вызываются короткими замыканиями в сети. При таких коротких замыканиях преобразователь не выходит из синхронизма, пока напряжение не понизилось до того значения, при котором вращающий момент, развиваемый преобразователем, становится меньше момента нагрузки, соответствующего потерям холостого хода. Это должно произойти при понижении напряжения примерно до 10—25% от номинального напряжения. Поэтому, чтобы преобразователи, работающие на собственную сеть постоянного тока, не могли выходить из синхронизма, достаточно применить защитное реле напряжения, которое бы отключало преобразователи при понижении напряжения примерно до 30% от номинального. Так как сильное изменение напряжения практически всегда выражается в его понижении, то при преобразователях, недовозбужденных (соответственно нормальному режиму), всегда получаются меньшие реактивные токи, чем при отрегулированных на $\cos\varphi = 1$ или перевозбужденных (соответственно нормальному режиму).

Гораздо сложнее положение, когда напряжение в сети постоянного тока, к которой присоединен преобразователь, поддерживается неиз-

менным другими источниками тока, например, аккумуляторной батареей. Если мы снова будем пренебрегать падением напряжения в преобразователе, то при понижениях напряжения на стороне переменного тока возникают уравнительные реактивные токи, ослабляющие поле. При неизменном числе оборотов понизилась бы, следовательно, постоянная ЭДС; но так как напряжение постоянного тока поддерживается на неизменном уровне сетью, то преобразователь должен ускорить свое вращение, то-есть выйти из синхронизма. Тогда его питает сеть постоянного тока, и он, как обращенный преобразователь, отдает в сеть переменного тока токи повышенной частоты. Чтобы этому воспрепятствовать, на валу преобразователя помещают центробежный выключатель для ограничения числа оборотов, отключающих преобразователь от сетей постоянного и переменного тока при определенном превышении числа оборотов.

В действительности это явление возникает только при значительных понижениях напряжения, так как здесь пренебрегать падением напряжения на стороне постоянного тока нельзя. Оно приводит к тому, что при возникновении обратного тока на стороне постоянного тока тоже нужна меньшая ЭДС, так что размагничивающее действие реактивных токов на стороне переменного тока при небольших понижениях напряжения не требует повышения числа оборотов. Автоматический максимальный выключатель на стороне постоянного тока выключается тогда сильным обратным током на стороне постоянного тока прежде, чем преобразователь успевает выйти из синхронизма. Так как понижения напряжения в большинстве случаев кратковременны, то можно уменьшать обратный ток временным включением сопротивления в цепь постоянного тока [Л 211 и 212].

Рассмотренные процессы становятся еще сложнее при учете того обстоятельства, что при сильных внезапных понижениях напряжения, вызываемых, например, коротким замыканием сети, происходят также изменения частоты; смотря по тому, далеко ли от станции или близко произошло короткое замыкание, станция внезапно нагружается сильнее или слабее. В связи с этим на короткий промежуток времени изменяется число оборотов у станционных генераторов, так как регуляторы вследствие своей механической инерции приходят в действие не мгновенно. Синхронно вращающийся преобразователь вынужден изменить в соответственной степени свою скорость. Тогда он будет отдавать за счет кинетической энергии своих вращающихся масс мощность в сеть или забирать из сети мощность, обусловленную ускорением. Такие же явления могут возникнуть, когда на станции внезапно выходят из строя крупные генераторы.

При трехполюсном коротком замыкании, которое мы до сих пор имели в виду, у преобразователя обычно не наблюдается сильного искрения на щетках или кругового огня, так как хотя сильный обратный ток и перегружает значительно щетки постоянного тока, но в то же время понижается напряжение постоянного тока.

Особые явления влечет за собою также однофазное и двухполюсное короткое замыкание в сети. Следствием его является резкая асимметрия в сети, так что в преобразователе образуется обратное поле, способное вызвать сильное искрение на щетках, повышение на-

пряжения у обмотки возбуждения и сильное воздействие на демпферную обмотку. Чтобы оградить при этом преобразователь от повреждения, его можно отключать с помощью реле переменного напряжения, присоединенного к щеткам постоянного тока, между которыми обратное поле индуктирует переменное напряжение.

Для защиты преобразователя могут служить следующие устройства:

Реле минимального напряжения, которое отключает преобразователь при понижении напряжения примерно до 30% от номинального.

Автоматический выключатель постоянного тока, который отключает преобразователь от сети постоянного тока при обратном токе, примерно равном номинальному.

Автоматический выключатель переменного тока, который при значительном увеличении тока отключает преобразователь также и от сети переменного тока.

Реле переменного напряжения между щетками постоянного тока, которое при однофазном или двухполюсном коротком замыкании в сети отключает преобразователь от сетей переменного и постоянного тока. Это реле должно быть отрегулировано так, чтобы оно приходило в действие приблизительно при 40% от номинального напряжения постоянного тока (что соответствует обратному полю, составляющему примерно $\sqrt{2} \cdot 0{,}4/2 = 28\%$ от вращающегося поля при номинальном режиме).

Ограничитель числа оборотов, который не дает преобразователю достигнуть недопустимо большого числа оборотов.

5. Влияние формы кривой напряжения.

Если кривая ЭДС преобразователя не совпадает с кривою напряжения сети, то возникают уравнительные токи, которые могут быть причиною качаний, колебаний напряжения на стороне постоянного тока и искрения на щетках. Эти токи определяются разностью между обеими кривыми, а также общим кажущимся сопротивлением цепи тока на стороне переменного тока. Уравнительные токи и их вредные последствия можно уничтожить при помощи добавочных дроссельных катушек на стороне переменного тока.

В разности между кривыми напряжения при многофазных преобразователях, питаемых трехфазными сетями, фигурируют в первую очередь гармоники 5 и 7, во вторую очередь гармоники 11 и 13. Гармоника 3 и ее нечетные кратные способны вызывать только при шестифазных преобразователях уравнительные токи, которыми в якоре преобразователя возбуждается стоячее переменное поле с $^1/_3$, $^1/_9$ и т. д. основного полюсного деления, являющееся источником добавочных потерь. Эти уравнительные токи можно уничтожить, если включить вторичную обмотку двойной звездою с разобщенными нейтральными точками (отдельные нейтрали для фаз u, v, w и x, y, z на фиг. 424а, см. также фиг. 506).

Основная гармоника вращающегося поля, создаваемого μ-ой гармоникой трехфазного тока, обладает согласно урав. (99) при $\nu = 1$ скоростью относительно якоря

$$v_\mu = \pm \mu v_1, \tag{664}$$

если v_1 означает синхронную скорость. Гармоники, перемещающиеся в положительную сторону, удовлетворяют условию

$$\frac{1-\mu}{m} = \text{целое число}, \tag{664a}$$

а перемещающиеся в отрицательную сторону — условию

$$\frac{1+\mu}{m} = \text{целое число}. \tag{664b}$$

Скорость вращающихся полей относительно неподвижных щеток на стороне постоянного тока равна $v_\mu - v_1$, то-есть для гармоник 5 и 7 она равна $\mp 6\, v_1$, для гармоник 11 и 13 она равна $\mp 12\, v_1$. Эти поля индуктируют в якорной обмотке между щетками постоянного тока переменные ЭДС-ы, которые накладываются на напряжение постоянного тока. Но и в катушках, замкнутых щетками накоротко, возникают такие ЭДС-ы, которые, особенно у снабженных дополнительными полюсами преобразователей, вызывают искрение на щетках. Иногда на окружности коллектора можно наблюдать шесть равномерно распределенных вдоль двойного полюсного деления черных мест, а иногда еще 12 таких почерневших в меньшей степени мест. Эти почернения вызваны не тем, что коммутирующее поле неправильно отрегулировано, а гармониками 5 или 7, либо 11 или 13 в разности между кривыми напряжения. Искрение на щетках, как показывает опыт, увеличивается вместе с индуктируемой в якорной секции ЭДС, отдельные гармоники которой приблизительно пропорциональны соответственным уравнительным токам. Его поэтому легко уничтожить, введя дроссельные катушки перед контактными кольцами преобразователя.

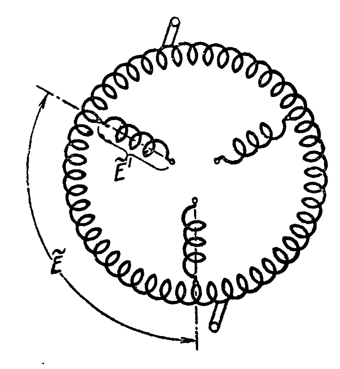
Так как высшие гармонические в ЭДС преобразователя и в напряжении сети вредны только тогда, когда они суммируются, и так как положение высших гармонических относительно друг друга зависит от схемы соединений трансформатора, то вызываемые высшими гармониками нарушения кривых напряжения можно иногда ослабить соответственным включением обмотки трансформатора [Л 218].

D. Особые конструкции преобразователей.

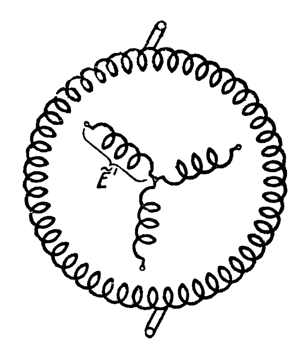
1. Преобразователь с двумя обмотками.

Мы уже указывали в § А 1а на то, что одноякорный преобразователь можно сконструировать также с двумя обмотками, причем либо согласно фиг. 502, где к m ответвлениям на якорной обмотке постоянного тока еще присоединено m фаз обмотки, другие концы которых соединены с контактными кольцами, либо согласно фиг. 503, где обмотка переменного тока электрически отделена от якорной обмотки постоянного тока. Эти конструкции дают возможность при надлежащем расчете обмотки переменного тока совершенно обойтись без нормально необходимого трансформатора. Схему фиг. 503 представляется целесообразным применять в тех случаях, когда переменное напряжение гораздо выше постоянного, схема же согласно фиг. 502 заслуживает предпочтения тогда, когда переменное напряжение между ответвлениями не на

много расходится с напряжением сети. Во втором случае ЭДС обмотки переменного тока может либо суммироваться с переменной ЭДС якорной обмотки постоянного тока, либо вычитаться из нее; практическое значение имеет главным образом суммирование обеих ЭДС. Схему



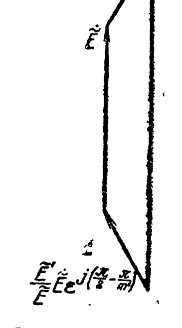
Фиг. 502. Преобразователь с двумя якорными обмотками по схеме автотрансформатора.



Фиг. 503. Преобразователь с двумя разобщенными якорными обмотками.

фиг. 502 можно также называть автотрансформаторною, ибо она так относится к схеме фиг. 503, как автотрансформатор к нормальному трансформатору с двумя разобщенными обмотками.

Рассмотрим сперва схему фиг. 502. Здесь обмотки использованы наилучшим образом, иными словами они при равенстве прочих условий дают в случае суммирования ЭДС наибольшее (в случае вычитания — наименьшее) напряжение на контактных кольцах тогда, когда фазные ЭДС-ы соединенной в звезду обмотки переменного тока ($\dot{\tilde{E}}'$) сдвинуты относительно фазных ЭДС соединенной в многоугольник якорной обмотки постоянного тока ($\dot{\tilde{E}}$) на угол сдвига фаз $\pi/2 - \pi/m'$. На фиг. 504 представлена диаграмма напряжения для того случая, когда ЭДС-ы суммируются и когда ЭДС $\dot{\tilde{E}}''$, соответствующая напряжению на контактных кольцах, совпадает по фазе с ЭДС $\dot{\tilde{E}}$, так что обмотки использованы полностью (в виде примера для $m' = 3$). Мы получаем



Фиг. 504. Диаграмма напряжений преобразователя согласно фиг. 502.

$$\tilde{E}'' = \tilde{E} \underset{(-)}{+} 2\tilde{E}' \sin\frac{\pi}{m'}, \qquad (665a)$$

где взятый в скобки знак (—) относится к более редкому случаю вычитания одной ЭДС из другой. Если мы введем для якорной обмотки постоянного тока такие же обозначения, как в § А 2 а, и обозначим число последовательно соединенных витков одной фазы обмотки чисто переменного тока через w',

а обмоточный коэфициент через ξ_1', то на основании уравн. (597) и (598b)

$$\tilde{E}'' = 2\left(\frac{z}{2\sqrt{2a}} \underset{(-)}{+} \sqrt{2}\pi\, w'\xi_1'\right) f\,\Phi_1 \sin\frac{\pi}{m'} \tag{665b}$$

и коэфициент преобразования

$$\ddot{u}_E'' = \frac{\bar{E}}{\tilde{E}''} = \frac{\sqrt{2}}{\sin\frac{\pi}{m'}}\,\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\cdot\frac{z}{z \underset{(-)}{+} 4\pi\, a w' \xi_1'} = \ddot{u}_E \frac{z}{z \underset{(-)}{+} 4\pi\, a w' \xi_1'}, \tag{665}$$

где $\ddot{u}_E$ означает коэфициент преобразования у обыкновенного преобразователя.

Для отношения между токами в одном проводнике якорной обмотки постоянного тока мы получаем в соответствии с § А 2 b расчетное уравнение [см. уравн. (601)]

$$2a\bar{E}\bar{I}_i\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right) = am'\tilde{E}\tilde{I}_i\,\left|\cos(\psi - \beta_i)\right| \underset{(-)}{+} m'\tilde{E}'\tilde{I}_s \left|\cos(\psi - \beta_i)\right|. \tag{666a}$$

Приняв еще во внимание, что

$$\frac{\tilde{E}'}{\tilde{E}} = \frac{w'\xi_1'}{w\xi_1},$$

и что w и ξ_1 определяются уравн. (597b) и (598b), мы получаем на основании уравн. (598) и (604a) отношение между токами

$$\ddot{u}_{Ii}'' = \frac{\bar{I}_i}{\tilde{I}_i} = \frac{m' \sin\frac{\pi}{m'}\left|\cos(\psi - \beta_i)\right|}{2\sqrt{2}\left(1 \underset{(-)}{+} \rho\right)}\,\frac{\Phi_1}{\Phi_W}\cdot\frac{z \underset{(-)}{+} 4\pi\, a w' \xi_1'}{z} =$$

$$= \ddot{u}_{Ii}\cdot\frac{z \underset{(-)}{+} 4\pi\, a w' \xi_1'}{z}, \tag{666b}$$

где $\ddot{u}_{Ii}$ означает соответственное отношение между токами у обыкновенного одноякорного преобразователя [уравн. (602)]. Отсюда, на основании уравн. (604), получается для отношения между токами в щетках

$$\ddot{u}_{Is} = \frac{\bar{I}}{\tilde{I}_s} = \frac{\ddot{u}_{Ii}''}{\sin\frac{\pi}{m'}}. \tag{666c}$$

Для вычисления джоулевых потерь в якорной обмотке постоянного тока мы относим мгновенное значение результирующего тока i в одном проводнике якорной обмотки к проходящему по этому проводнику постоянному току и получаем в пределах угла $0 \leqslant \omega t \leqslant \pi$ [см. уравн. (606) и (606a)]

$$\frac{i}{\bar{I}_i} = 1 - \frac{\sqrt{2}}{\ddot{u}_{Ii}''}\sin(\omega t - \psi - \alpha) =$$

$$= 1 - \frac{\sqrt{2}}{\ddot{u}_{Ii}''}\cdot\frac{z}{z \underset{(-)}{+} 4\pi\, a w' \xi_1'}\cdot\sin(\omega t - \psi - \alpha). \tag{667}$$

Отношение между джоулевыми потерями в якорной обмотке постоянного тока при работе машины в качестве преобразователя и при работе ее в качестве машины постоянного тока оказывается равным

согласно уравн. (607a)

$$v'' = 1 + A''(1 \overset{+}{(-)} \rho)^2 \left(\frac{\Phi_W}{\Phi_1}\right)^2 - B''(1 \overset{+}{(-)} \rho)\frac{\Phi_W}{\Phi_1}, \tag{668}$$

где

$$A'' = A\left(\frac{z}{z \overset{+}{(-)} 4\pi\, aw' \xi'_1}\right)^2 \text{ и } B'' = B\frac{z}{z \overset{+}{(-)} 4\pi\, aw' \xi'_1}, \tag{668a и b}$$

причем A и B определяются уравн. (607b и c). Подобным же образом мы получаем среднее значение v_m по уравн. (608), заменив в нем A через A'' и умножив последний член на $z/(z \overset{+}{(-)} 4\pi\, aw' \xi'_1)$.

К джоулевым потерям в якорной обмотке постоянного тока еще присоединяются джоулевы потери в обмотке переменного тока, которые надо вычислять отдельно по обычному способу.

При полной разобщенности обмотки переменного тока и якорной обмотки постоянного тока (фиг. 503) мы должны положить ЭДС $\widetilde{E} = 0$ и получаем, при включении обмотки переменного тока в звезду, для коэфициента преобразования

$$\ddot{u}'_E = \frac{\overline{E}}{\widetilde{E}' 2 \sin\frac{\pi}{m'}} = \ddot{u}_E \frac{z}{4\pi\, aw' \xi'_1} = \frac{\sqrt{2}}{\sin\frac{\pi}{m'}} \frac{\Phi_W}{\Phi_1} \cdot \frac{z}{4\pi\, aw' \xi'_1} \tag{669a}$$

и для отношения между токами, так как

$$\overline{E}\,\overline{I}(1 \overset{+}{(-)} \rho) = m' \widetilde{E}' \widetilde{I}_S \left|\cos(\psi - \beta_i)\right|, \tag{669b}$$

$$\ddot{u}'_{I_S} = \frac{\overline{I}}{\widetilde{I}_S} = \frac{m' \left|\cos(\psi - \beta_i)\right|}{2\sqrt{2}(1 \overset{+}{(-)} \rho)} \frac{\Phi_1}{\Phi_W} \cdot \frac{4\pi\, aw' \xi'_1}{z}. \tag{669c}$$

В этом случае джоулевы потери надо вычислять для обеих якорных обмоток отдельно по известному способу.

Необходимая величина преобразователя с двумя обмотками либо по фиг. 502, либо по фиг. 503 определяется, как в § А 3 b, из общих джоулевых потерь якоря. Размеры якоря у преобразователя приблизительно таковы же, как у хорошо использованной машины постоянного тока с теми же джоулевыми потерями в якоре.

Реакция якоря у преобразователя с двумя якорными обмотками такова же, как у обыкновенного одноякорного преобразователя.

При разобщенных якорных обмотках (фиг. 503) активные падения напряжения в обеих обмотках надо вычислять отдельно по их активным сопротивлениям. При неразобщенных обмотках (фиг. 502) активные падения напряжения в общей якорной обмотке постоянного тока определяются так же, как в § В 2, причем, однако, надо принять в расчет изменившееся отношение между токами $\ddot{u}_{Ii}$. На стороне переменного тока еще возникает, кроме того, активное падение напряжения в обмотке чисто переменного тока, и его нужно вычислять отдельно.

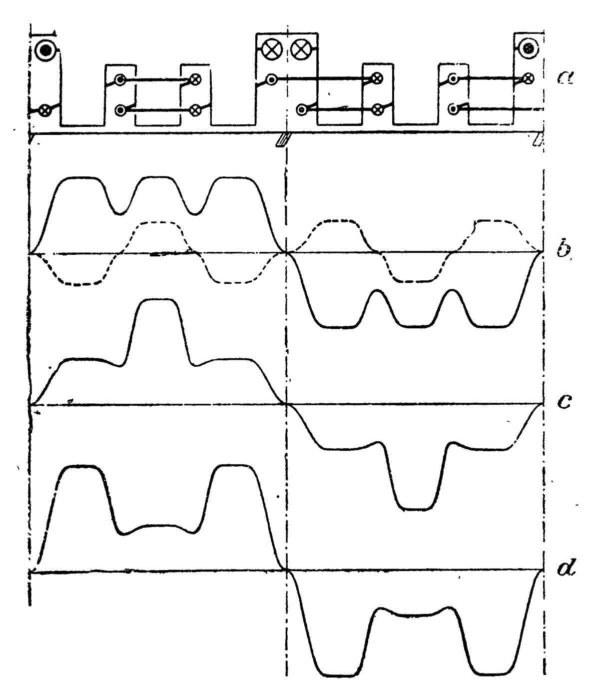
Труднее вычислить реактивное падение напряжения. Его следовало бы при обеих схемах (фиг. 502 и 503) вычислять согласно § В 2d, если бы обе якорные обмотки при одинаковом распределении на окружности якоря лежали рядом во впадинах и если бы их взаимное рассеяние в лобовых соединениях равнялось нулю. Но в действительности обе

обмотки расположены во впадинах друг над другом, а взаимным рассеянием обеих обмоток в лобовых соединениях пренебрегать нельзя. Это несколько изменяет соотношения. Но мы здесь не станем углубляться в это исследование, так как практическое значение преобразователя с двумя якорными обмотками невелико и так как для приближенных расчетов мы можем руководиться сказанным в § B 2b.

Чтобы достигнуть безискровой коммутации, следует обмотку постоянного тока поместить у отверстий впадин, а обмотку переменного тока — на дне их, так как тогда минимальны ЭДС-ы, индуктируемые поперечным полем впадин в якорных витках, замыкаемых щетками накоротко.

2. Преобразователь с расщепленными полюсами.

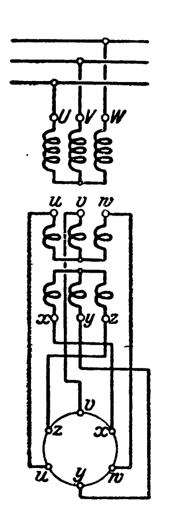
Так называется одноякорный преобразователь, у которого главные полюса расщеплены на два или несколько частичных полюсов для того, чтобы можно было изменять форму кривой поля или ее положение относительно коллекторных щеток (β_i), а следовательно, регулировать коэфициент преобразования.



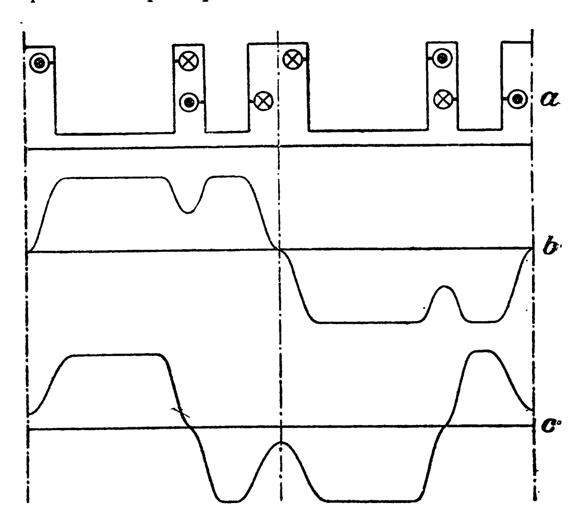
Фиг. 505 a—d. Преобразователь с расщепленными полюсами. a) Размещение обмоток возбуждения, b) кривые поля отдельных обмоток, c) и d) результирующие кривые поля.

На фиг. 505 пояснена идея преобразователя с расщепленными полюсами, у которого можно изменять форму кривой поля. На фиг. 505a показаны в развернутом виде полюса вдоль окружности якоря на протяжении двойного полюсного деления. Каждый полюс расщеплен на три части. Кроме главной обмотки возбуждения, охватывающей главные полюса, на отдельных полюсах еще помещена вспомогательная обмотка возбуждения. При указанном на фиг. 505a направлении тока главная обмотка возбуждения создает кривую поля, представленную сплошною линией, а вспомогательная обмотка — кривую показанную пунктиром на фиг. 505 b. На фиг. 505 c представлена результирующая кривая поля для того случая, когда токи проходят в направлении, указанном на фиг. 505 a. Если изменить направление токов во вспомо-

гательной обмотке возбуждения, то получается кривая поля, представленная на фиг. 505 d. Следовательно, мы можем, изменяя ток во вспомогательной обмотке возбуждения, плавно переводить кривую поля фиг. 505 с через сплошную кривую поля на фиг. 505 b в кривую поля фиг. 505 d. При этом поток Φ_W, определяющий собою постоянную ЭДС $\bar{E}$, изменяется от некоторого минимального значения на фиг. 505 с до некоторого максимального значения на фиг. 505 d, между тем как поток Φ_1, которым преимущественно определяется переменная ЭДС, изменяется незначительно. Возбуждаемая вспомогательною обмоткою кривая поля содержит, вообще говоря, гармонику третьего порядка, для которой обмоточный коэфициент трехфазного преобразователя равен нулю. При шестифазных преобразователях контактные кольца



Фиг. 506. Схема соединений для уничтожения третьей гармоники.



Фиг. 507 a—c. Преобразователь с расщепленными полюсами. a) Размещение обмоток возбуждения, b) и c) кривые поля.

должны питаться от двух разобщенных, трехфазных вторичных обмоток трансформатора (фиг. 506), для того чтобы гармоника третьего порядка не могла проявиться в кривой напряжения преобразователя.

На фиг. 507 пояснена идея преобразователя с расщепленными полюсами, у которого можно смещать кривую поля относительно щеток постоянного тока. На фиг. 507 a снова показаны в развернутом виде полюса у окружности якоря вдоль двойного полюсного деления. Рядом с главными полюсами еще находятся вспомогательные, которые расположены вне зон коммутации, отмеченных штрихпунктирными линиями, и возбуждаются особою вспомогательною обмоткою, Для указанного на фиг. 507 a направления тока кривая поля представлена на фиг. 507 b; на фиг. 507 c представлена кривая поля при изменившемся направлении тока во вспомогательной обмотке. Кривая поля на фиг. 507 c при том же приблизительно полюсном потоке сдвинулась относительно

кривой поля на фиг. 507 b. В то время как на фиг. 507 b постоянную ЭДС E определял собою полный полюсный поток, на фиг. 507 c ее определяет собою только часть этого потока. Таким образом, изменяя возбуждение вспомогательных полюсов, можно изменять отношение Φ_W/Φ_1, а, следовательно, и напряжение постоянного тока при неизменном напряжении сети на стороне переменного тока.

Преобразователи с расщепленными полюсами не получили широкого распространения. Это, главным образом, объясняется тем, что для них требуются большие полюсные деления, чтобы можно было уместить обмотки возбуждения, особенно если преобразователь еще снабжен дополнительными полюсами. Для частоты 50 Hz преобразователи с расщепленными полюсами по этой причине мало пригодны. У преобразователя с расщепленными полюсами по фиг. 505 налагающаяся гармоника третьего порядка в кривой поля влечет за собою добавочные потери в железе, а у преобразователя согласно фиг. 507 нет возможности вполне уничтожить искрение щеток, так как при кривой поля, представленной на фиг. 507 c, они уже не находятся в совершенно свободной от поля зоне.

3. Преобразователь для превращения постоянного тока в переменный.

Только в редких случаях одноякорный преобразователь служит для превращения постоянного тока в однофазный или многофазный переменный ток. Его иногда называют тогда обращенным преобразователем. При такой работе следует различать, работает ли преобразователь вместе с другими синхронными генераторами, обладающими по сравнению с ним большою мощностью, на сеть с неизменной частотою или же он один питает трехфазную сеть.

В первом случае число оборотов преобразователя определяется частотою сети. Регулирование напряжения производится с помощью потенциал-регулятора. Для того чтобы преобразователь работал без качаний, его часто компаундируют, причем сериесная обмотка при нагрузке действует в направлении усиления поля. Если преобразователь попеременно превращает мощность постоянного тока в мощность переменного тока и наоборот, то коэфициент преобразования при нагрузке изменяется вместе с направлением потока энергии. Тогда напряжение на стороне переменного тока нужно изменять, переходя на другие ответвления у трансформатора, если нет в распоряжении потенциал-регулятора с достаточно широкими пределами регулирования. Вместе с изменением направления потока энергии изменяется также возбуждаемое якорною обмоткою фиктивное поле в зоне коммутации. Поэтому возбуждение дополнительных полюсов должно быть сильнее при преобразовании постоянного тока в переменный, чем при преобразовании переменного тока в постоянный. В последнем случае возбуждение дополнительных полюсов можно ослаблять с помощью шунта, или же можно поместить на дополнительных полюсах, кроме сериесной обмотки, еще одну шунтовую, с тем, чтобы изменять в ней направление тока, когда изменяется направление потока энергии.

Если преобразователь работает в качестве единственной синхронной машины на сеть переменного тока, то число оборотов преобразователя главным образом определяется якорным напряжением, подводимым к якорю из сети постоянного тока (обычно неизменным) и потоком энергии. Но этот поток при неизменном возбуждении со стороны постоянного тока ослабляется индуктивною нагрузкою на стороне переменного тока. Если индуктивная нагрузка увеличивается лишь постепенно, то число оборотов можно легко поддерживать на уровне его номинального значения, регулируя ток возбуждения. Но если индуктивная нагрузка возникает внезапно, то число оборотов преобразователя повышается и появляется опасность разноса. Это, например, происходит в том случае, когда один из выключателей, разомкнувшись внезапно, отделяет от сети переменного тока все остальные синхронные машины, между тем как машины (асинхронные), потребляющие реактивный намагничивающий ток, еще остаются включенными. Преобразователь вынужден тогда генерировать для них этот реактивный ток, причем его возбуждение ослабляется. Число оборотов в таких случаях поддается регулированию только при помощи сложных вспомогательных устройств, например, быстродействующего шунтового регулятора с приводом от электродвигателя и регулированием от сочлененной с преобразователем тахометрической машины. Центробежный выключатель для защиты от разноса является необходимой принадлежностью преобразователя, превращающего постоянный ток в переменный.

Так как эксплоатация преобразователя для превращения постоянного тока в переменный, когда он работает в одиночку на сеть переменного тока или когда он присоединен к сети с неизменным напряжением, причем требуется направление потока энергии изменять по усмотрению, не лишена затруднений, то при таких условиях одноякорному преобразователю обычно предпочитают синхронный мотор-генератор.

4. Генератор двойного тока.

Если одноякорный преобразователь приводить во вращение механически, то он может также служить для одновременного генерирования постоянного и переменного тока. Такой преобразователь можно называть генератором двойного тока. Тогда якорное поперечное поле, обусловленное переменным током, суммируется с тем, которое обусловлено постоянным током, и так как, вообще говоря, нагрузка переменным током не находится ни в каком определенном соотношении с нагрузкой постоянным током, то надлежащее коммутирующее поле нельзя создавать при помощи обмотки дополнительных полюсов, обтекаемой постоянным током якоря. Поэтому генераторы двойного тока строятся без дополнительных полюсов и применяются только для небольших мощностей.

У генератора двойного тока переменный ток имеет направление, обратное тому, в котором он проходит через обыкновенный преобразователь. Поэтому у генератора двойного тока, имеющего только одну якорную обмотку, мы получаем результирующий ток в якорной обмотке, заменив разность между токами в урав. (606а) на их сумму:

$$i = \overline{I}_l + \sqrt{2}\,\overline{I}_l \sin(\omega t - \psi - \alpha). \qquad (670)$$

Отсюда мы получаем для джоулевых потерь в одном якорном проводнике, удаленном от середины одной фазы обмотки на пространственный угол сдвига фаз α и имеющем сопротивление R_1,

$$R_1 I^2 = \frac{R_1}{\pi}\int_0^{\pi} i^2 d\omega t = R_1\left[\bar{I}_t^2 + \tilde{I}_t^2 + \frac{4\sqrt{2}}{\pi}\bar{I}_t\tilde{I}_t\cos(\psi+\alpha)\right]. \quad (671a)$$

Среднее значение джоулевых потерь для всех якорных проводников равно

$$|R_1 I^2|_m = \frac{m' R_1}{2\pi}\int_{-\pi/m'}^{\pi/m'} I^2 d\alpha = R_1(\bar{I}_t^2 + \tilde{I}_t^2 + 2C\bar{I}_t\tilde{I}_t), \quad (671b)$$

где для сокращения положено

$$C = \frac{2\sqrt{2}m'\sin\frac{\pi}{m'}}{\pi^2}\cos\psi. \quad (671c)$$

Чтобы при работе машины в качестве генератора двойного тока джоулевы потери в якорной обмотке были таковы же, как при работе ее в качестве машины постоянного тока с током $I_G = 2aI_{Gi}$, должно существовать равенство

$$(R_1 I^2)_m = R_1\frac{I^2_G}{4a^2}, \quad (672a)$$

Решив урав. (671b) относительно $\tilde{I}_t$, мы получаем на основании урав. (672a)

$$\tilde{I}_t = \frac{\tilde{I}_S}{2\,a\,\sin\frac{\pi}{m'}} = -C\frac{\bar{I}}{2a} + \sqrt{\left(\frac{I_G}{2a}\right)^2 - (1-C^2)\left(\frac{\bar{I}}{2a}\right)^2} \quad (672b)$$

или

$$\tilde{I}_S = -C\sin\frac{\pi}{m'}\cdot\bar{I} + \sin\frac{\pi}{m'}\sqrt{I_G^2 - (1-C^2)\bar{I}^2}. \quad (672c)$$

Согласно этому уравнению, при определенном постоянном токе $\bar{I}$ можно вычислить ток в контактных кольцах $\tilde{I}_S$, при котором для определеного угла ψ между током и продольною ЭДС [урав. (671 c)] возникает в якорной обмотке то же количество джоулева тепла, как при генерировании только одного постоянного тока I_G.

Как у одноякорного преобразователя, так и у генератора двойного тока напряжение на стороне постоянного тока главным образом определяется напряжением, действующим на стороне переменного тока. Если при этом напряжения сетей, на которые работает генератор двойного тока, не поддерживаются постоянными с помощью других источников тока, то изменение нагрузки на стороне переменного тока, особенно вследствие реактивных токов, влечет за собою также изменение напряжения постоянного тока, вызывающее в свою очередь опять дальнейшее изменение напряжения в том же направлении, если обмотка

возбуждения присоединена к якорю параллельно. Поэтому рекомендуется возбуждать генератор двойного тока от постороннего источника. Для того чтобы изменение напряжения под действием реактивных токов было невелико, следует увеличивать воздушный промежуток и допустить сильные магнитные нагруженности в железе (небольшую реакцию якоря).

E. Экспериментальное исследование преобразователя.

Одноякорный преобразователь представляет собою сочетание такой машины постоянного тока и машины синхронной. Поэтому большинство испытаний сводятся к тем, которым подвергаются машина постоянного тока (том I, § III E) и синхронная машина (§ II K).

1. Снятие нагрузочных характеристик.

Измерение сопротивлений обмотки возбуждения и якорной обмотки, а также установку щеток в рабочее положение можно производить так же, как у машины постоянного тока (том I, §§ III E 1 a и b). Для определения среднего превышения температуры якорной обмотки по увеличению сопротивления можно измерить сопротивление между двумя контактными кольцами, лучше всего — между кольцами, имеющими наибольшее сопротивление, для которых линия, соединяющая соответственные точки ответвлений якорной обмотки на потенциальной окружности, обладает наибольшею длиной.

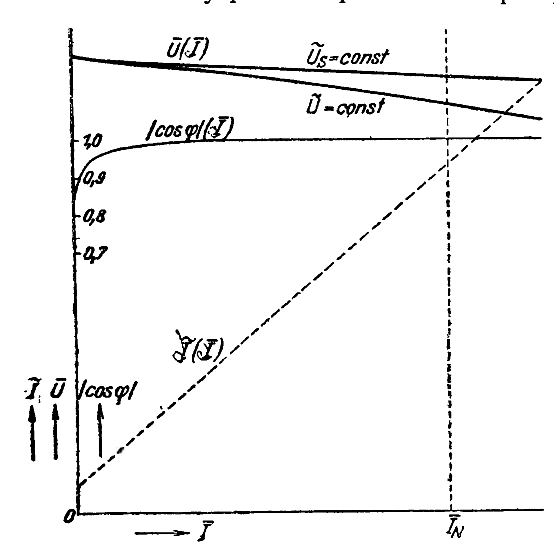
a. Холостой ход и короткое замыкание. Характеристики холостого хода $\overline{E}(i)$ и $\widetilde{E}(i)$ точнее всего можно снимать как со стороны постоянного, так и со стороны переменного тока, приводя преобразователь во вращение от вспомогательной машины с неизменным, например с номинальным числом оборотов. Совместить обе характеристики путем изменения масштаба ординат обычно не удается, так как коэфициент преобразования $\ddot{u}_E = \overline{E}/\widetilde{E}$ зависит от формы кривой поля. По мере роста тока возбуждения кривая поля становится более пологой и $\ddot{u}_E$ обычно увеличивается на несколько процентов.

Если желательно избегнуть привода преобразователя от вспомогательной машины, то его можно пустить в ход, как работающий вхолостую двигатель постоянного тока или синхронный с неизменным числом оборотов, но с изменяющимся напряжением на зажимах и изменяющимся током возбуждения, причем, в случае питания его со стороны переменного тока, возбуждение нужно устанавливать на номинальный якорный ток. При этом падение напряжения и реакция якоря, по крайней мере вблизи номинального напряжения, очень невелики, так что можно положить $\overline{E}_{(i)} \approx \overline{U}_{(i)}$ и $\widetilde{E}_{(i)} \approx \widetilde{U}_{(i)}$. Чтобы исключить падение напряжения в переходном сопротивлении щеток на токоведущей стороне преобразователя, рекомендуется измерять напряжение на отдельных узких медных щетках, заставляя их скользить по контактным кольцам или по коллектору. Снятие характеристики холостого хода при

питании со стороны переменного тока менее точно, чем при питании со стороны постоянного тока, так как устанавливать возбуждение на номинальный якорный ток можно только приближенно.

Если питание производится со стороны постоянного тока, то можно также при неизменном напряжении $\overline{U}$ изменять число оборотов при посредстве тока возбуждения i и пересчитывать напряжение на зажимах на неизменное число оборотов.

Кривые $\Phi_1 (U_R)$, $\Phi_S (U_P)$ и $\Phi_K(U_F)$, знать которые желательно для понимания внутренних процессов в преобразователе, можно определять, как у синхронной машины (§ II K 1 b).



Фиг. 508. Внешняя характеристика $\overline{U}$ $(\overline{I})$ при неизменном напряжении сети $\tilde{U}$ или неизменном напряжении на контактных кольцах $\tilde{U}_S$ трехфазного преобразователя с посторонним возбуждением на 24 kW, а также кривые $|\cos\varphi|$ $(\overline{I})$ и $\tilde{I}$ $(\overline{I})$.

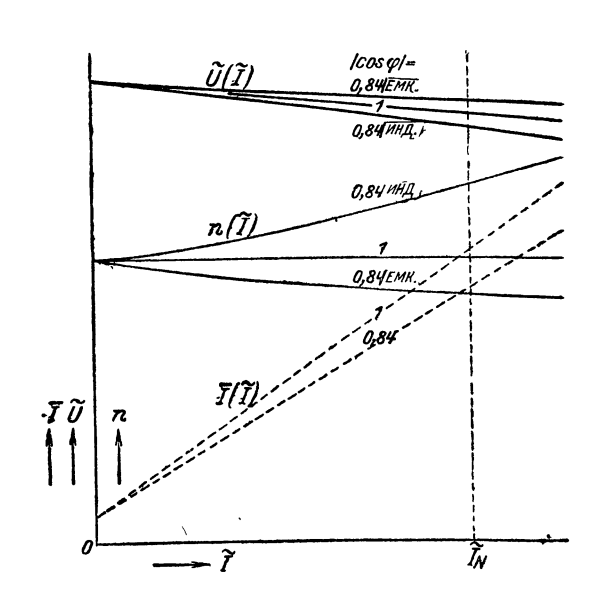
Характеристику короткого замыкания у преобразователя можно снимать так же, как у синхронной машины (§ II K 1 c), приводя его во вращение посторонним двигателем и замкнув накоротко контактные кольца. Характеристика эта может послужить для определения коэфициента k_l. Однако, измеренные при этом потери короткого замыкания не характеризуют собою одноякорного преобразователя. Их нельзя было бы также определить путем короткого замыкания как контактных колец, так и щеток коллектора, так как тогда основные гармоники токов уже не были бы направлены преимущественно друг против друга, как при работе преобразователем.

b. Нагрузка. Внешняя характеристика изображается при преобразовании переменного тока в постоянный кривою $\overline{U}(\overline{I})$ при неизменном напряжении на зажимах $\tilde{U}$, если при собственном или независимом возбуждении ток возбуждения i, а при самовозбуждении добавочное сопротивление r_v в цепи возбуждения поддерживаются неизменными. Чтобы при этом воспроизвести те состояния нагрузки, которые возникают в работе, преобразователь должен быть испытан вместе со своими трансформатором и дроссельною катушкою, если она имеется, и напряжение $\tilde{U}$ на зажимах первичной сети нужно измерять и поддерживать постоянным. Одновременно можно снять кривые $\cos\varphi(\overline{I})$ и $\tilde{I}(\overline{I})$.

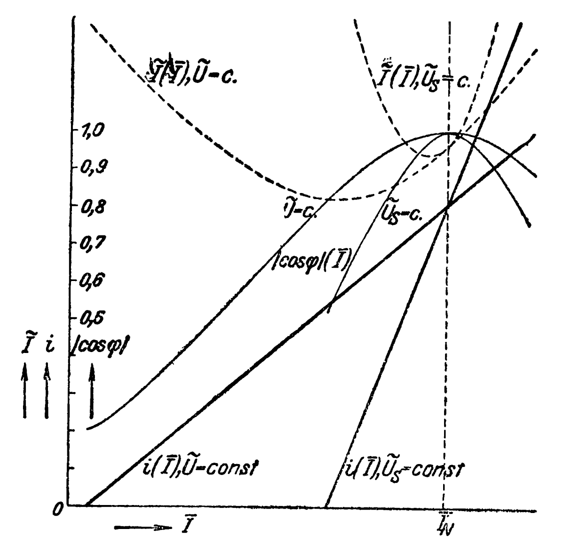
На фиг. 508 представлены внешняя характеристика $\overline{U}(\overline{I})$ и кривые $|\cos\varphi|(\overline{I})$ и $\tilde{I}(\overline{I})$, экспериментально снятые при независимом возбу-

ждении у одного трехфазного преобразователя мощностью 24 kW, который питался от своего трансформатора; возбуждение было отрегулировано на $\cos\varphi = -1$ при номинальном режиме. Кривые сняты как при неизменном напряжении сети, $\tilde{U} = \text{const}$, так и при неизменном напряжении на контактных кольцах $\tilde{U}_S = \text{const}$, с целью выяснить влияние трансформатора на падение напряжения. Кривые $|\cos\varphi|\,(\bar{I})$ и $\tilde{I}\,(\bar{I})$ действительны при неизменном напряжении сети; кривые при неизменном напряжении на контактных кольцах совпадают с ними почти целиком. При шунтовом возбуждении практически получаются те же кривые $\bar{U}(\bar{I})$, но коэфициент мощности изменяется несколько меньше, чем при постороннем возбуждении, так что $|\cos\varphi|$ при $\bar{I} = 0$ опускается только до 0,94. Объяснение этого явления вытекает из диаграмм фиг. 501а — с.

При преобразовании постоянного тока в переменный мы можем считать внешней характеристикой кривую $\tilde{U}\,(\tilde{I})$ при $\cos\varphi = \text{const}$, $i = \text{const}$ и $\bar{U} = \text{const}$. Одновременно с внешними характеристиками можно снять кривые $n\,(\tilde{I})$ и $\bar{I}\,(\tilde{I})$. Надо следить за тем, чтобы преобразователь не до-



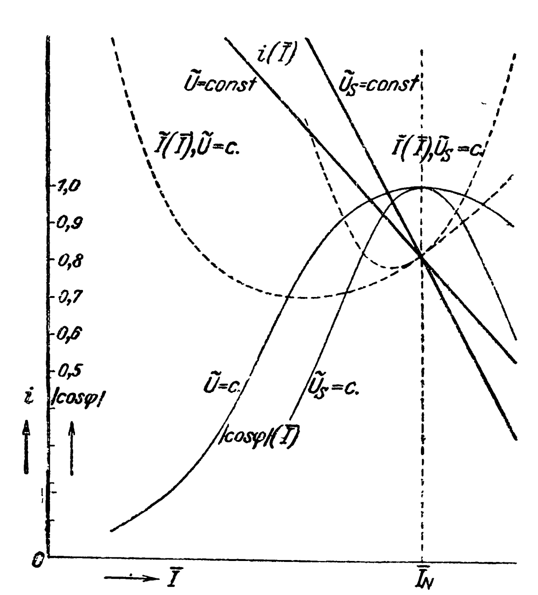
Фиг. 509. Внешняя характеристика $\tilde{U}(I)$ при неизменном напряжении постоянного тока $\bar{U}$, неизменном токе возбуждения i и различных $\cos\varphi = \text{const}$, а также кривые $n\,(\tilde{I})$ и $\bar{I}\,(\tilde{I})$ для того же преобразователя, как на фиг. 508.



Фиг. 510. Регулировочная характеристика $i\,(\bar{I})$ при $\bar{U} = \text{const}$ и $\tilde{U} = \text{const}$ или $\tilde{U}_S = \text{const}$, а также кривые $|\cos\varphi|\,(\bar{I})$ и $\tilde{I}\,(\bar{I})$ для того же преобразователя, что и на фиг. 508 и 509.

стиг чрезмерно большого числа оборотов. На фиг. 509 представлены внешняя характеристика при напряжении сети (первичная обмотка трансформатора) и кривые $n(\tilde{I})$ и $\bar{I}(\tilde{I})$ для того же преобразователя, к которому относятся кривые фиг. 508, при различных углах сдвига фаз φ. Так как здесь $\bar{U} = \text{const}$, то между независимым возбуждением и шунтовым возбуждением разницы нет.

Как и у машины постоянного тока, мы можем снять у преобразователя, превращающего переменный ток в постоянный, регулировочную характеристику $i(\bar{I})$ при неизменном постоянном напряжении $\bar{U}$, причем переменное напряжение $\tilde{U}$ нужно поддерживать неизменным. Одновременно мы получаем кривые $\cos\varphi(\bar{I})$ и $\tilde{I}(\bar{I})$. Можно также снять регулировочную характеристику при неизменном напряжении на контактных кольцах ($\tilde{U}_S = \text{const}$), если у испытуемого преобразователя падение напряжения и отношение Φ_1/Φ_W при изменении тока возбуждения изменяются в достаточно сильной мере. На фиг. 510 эти кривые представлены для того же преобразователя, к которому относятся кривые фиг. 508.



Фиг. 511. Те же кривые, что на фиг. 510, но у обращенного преобразователя, с обеих сторон присоединенного к сетям с неизменным напряжением.

Соответственные кривые $i(\tilde{I})$ при $\bar{U} = \text{const}$ и $\tilde{U} = \text{const}$ не имеют значения для преобразователя, превращающего постоянный ток в переменный. У него вместе с возбуждением число оборотов, а следовательно, и частота на стороне переменного тока изменяются в широких пределах, причем на переменном токе $\tilde{I}$ эти изменения заметным образом не отражаются.

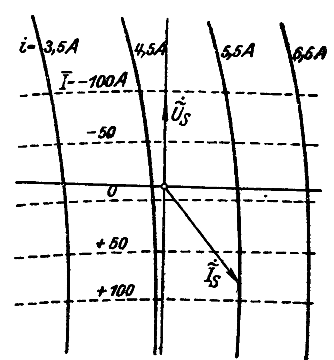
Если преобразователь с обеих сторон вместе с необходимыми вспомогательными приборами, присоединен к сетям с неизменным напряжением на зажимах, то нагрузку можно регулировать, либо изменяя возбуждение, либо с помощью добавочного напряжения (для чего обычно применяется потенциал — регулятор).

В первом случае изменяется также коэфициент мощности и мы можем построить кривые $\cos\varphi(\bar{I})$, $i(\bar{I})$ и $\tilde{I}(\bar{I})$. Эти кривые для преобразователя, превращающего переменный ток в постоянный, совпадают с кривыми фиг. 510 если напряжения сетей таковы же, как напряжения $\bar{U}$ и $\tilde{U}$ для кривых на фиг. 510. Для преобразователя,

превращающего постоянный ток в переменный, соответственные, экспериментально снятые кривые представлены на фиг. 511.

Во втором случае, когда вводится добавочное напряжение, можно произвести установку на $\cos \varphi = \text{const}$ и определить как $\overline{I}\,(i)$, так и $\tilde{I}\,(i)$.

Поддерживая неизменным напряжение на зажимах $\tilde{U}$ на стороне переменного тока и нагружая преобразователь со стороны постоянного тока при $i = \text{const}$, мы можем найти кривую геометрического места тока $\dot{\tilde{I}}$. Характер у нее сходен с характером соответственной кривой геометрического места у синхронной машины с явно выраженными полюсами (§ II D 6); но так как падение напряжения в преобразователе и поперечная ЭДС $\tilde{E}_q$ относительно невелики, то и угол сдвига фаз β между напряжением на зажимах $\dot{\tilde{U}}$ и продольною ЭДС $\dot{\tilde{E}}_l$ настолько мал при нагрузке практически допустимой с точки зрения нагрева от джоулевых потерь, что может быть снята только небольшая часть кривой геометрического места тока $\dot{\tilde{I}}$. В этой своей части кривая геометрического места изогнута незначительно. На фиг. 512, например, показана кривая геометрического места тока $\dot{\tilde{I}}_S$ на контактных кольцах трехфазного одноякорного преобразователя мощностью 24 kW при различных токах возбуждения, причем напряжение на контактных кольцах $\dot{\tilde{U}}_S$ поддерживалось постоянным. Пунктирные кривые изображают геометрические места тока при неизменном постоянном токе. По кривым геометрического места мы можем найти кривые $\tilde{I}_S\,(i)$ при неизменном постоянном токе $\overline{I}$, то-есть, V-образные кривые преобразователя.



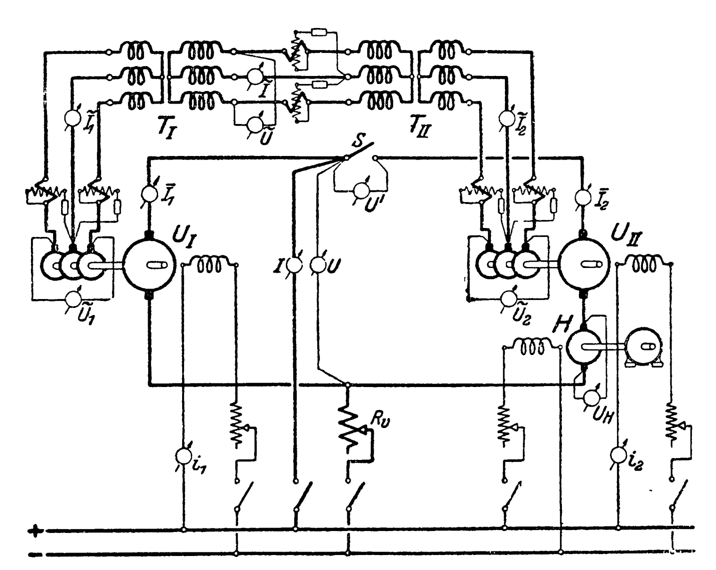
Фиг. 512. Кривые геометрического места тока $\dot{\tilde{I}}_s$ в контактных кольцах трехфазного преобразователя на 24 kW при неизменном напряжении на контактных кольцах $\dot{\tilde{U}}_S$. —— $i = \text{const}$, - - - - $\overline{I} = \text{const}$.

2. Определение коэфициента полезного действия по „Правилам и нормам".

a. Непосредственное измерение коэфициента полезного действия. Применительно к одноякорным преобразователям единственным непосредственным способом измерения коэфициента полезного действия является способ измерения мощностей: отдаваемой и воспринимаемой. Отношение между ними представляет собою коэфициент полезного действия. Согласно § 29 „Правил и норм" непосредственное определение к. п. д. рекомендуется в тех лишь случаях, когда к. п. д. меньше

$90^0/_0$, потому что при большем к. п. д. вероятные погрешности измерения больше, чем при косвенном измерении.

b. Косвенное измерение коэфициента полезного действия. Определение общих потерь по способу недовозбуждения и перевозбуждения, которое мы в отношении синхронных машин признали наиболее целесообразным, неприменимо к одноякорным преобразователям, так как у них джоулевы потери сильно зависят от углов сдвига фаз ψ и β_i, а эти углы, особенно угол ψ, изменяются вследствие недовозбуждения или перевозбуждения. Остается в распоряжении только способ возвратной работы.



Фиг. 513. Схема соединений для способа возвратной работы.

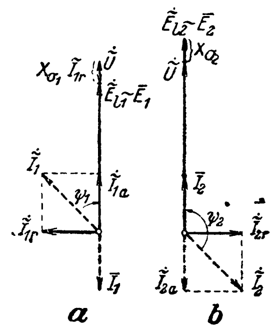
При способе возвратной работы потери могут компенсироваться либо со стороны постоянного, либо со стороны переменного тока. Но так как питание со стороны постоянного тока проще и так как тогда можно измерять мощности точнее, то ему обычно отдается предпочтение.

На фиг. 513 представлена схема для способа возвратной работы при питании со стороны постоянного тока. U_I и U_{II} оба испытуемые и механически не связанные друг с другом преобразователи. Предполагается, что преобразователи питаются от отдельных трансформаторов T_I и T_{II}, которые должны быть испытаны вместе с преобразователями. Посредством этих трансформаторов преобразователи на стороне переменного тока включены параллельно. Со стороны постоянного тока преобразователи тоже работают параллельно. Но по схеме фиг. 513 в цепь якорного тока одного преобразователя еще введен добавочный источник постоянного тока H.

При разомкнутом выключателе S преобразователь U_I пускается в ход со стороны постоянного тока пусковым реостатом R_v, причем он на

стороне переменного тока питает преобразователь U_{II}, так что число оборотов этого последнего будет увеличиваться одновременно с числом оборотов преобразователя U_I. Затем возбуждение преобразователей устанавливают так, чтобы вольтметр U' показывал нулевое напряжение, после чего при помощи выключателя S включают преобразователи параллельно со стороны постоянного тока. Чтобы преобразователь U_{II} непременно пришел во вращение, выключатель S можно замкнуть уже при пуске в ход, пока не будет достигнута некоторая скорость, затем его нужно разомкнуть, чтобы дать преобразователям войти в синхронизм, и замкнуть его снова лишь по окончании пуска в ход при $U' = 0$. Разумеется, можно было бы пускать в ход оба преобразователя одновременно со стороны постоянного тока при разомкнутой цепи переменного тока и синхронизировать их на стороне переменного тока, но этот пусковой процесс менее прост.

Представим себе сперва, что добавочный источник постоянного тока H отсутствует и что выключатель S разомкнут. При недовозбуждении преобразователя U_I возникает тогда реактивный ток $\tilde{I}_{1r}$ согласно фиг. 514a, а при перевозбуждении преобразователя U_{II} — реактивный ток I_{2r} согласно фиг. 514b. Если мы ради ясности будем пренебрегать поперечным полем и потерями в преобразователе и обозначим через $X_{\sigma 1}$ и $X_{\sigma 2}$ общие реактивные сопротивления от рассеяния трансформаторов T_I и T_{II} (то есть, например, $X_{\sigma 1} = X_{1\sigma_1} + X'_{2\sigma_1}$), то постоянные ЭДС'ы $\overline{E}$ получатся как на фиг. 514 a и b. Когда мы затем замкнем выключатель S, то начнет циркулировать постоянный ток $\overline{I}$, величина которого зависит от сопротивления на стороне постоянного тока и который нагружает преобразователь U_{II} со стороны постоянного тока как генератор, а преобразователь U_I — со стороны постоянного тока как двигатель. С помощью соответственных активных токов на стороне переменного тока мы получаем результирующие токи $\dot{\tilde{I}}_1$ и $\dot{\tilde{I}}_2$ и видим, что можем и без помощи добавочного источника постоянного тока H нагрузить преобразователь активным током. Но коэфициент мощности преобразователей нельзя установить по усмотрению; он в основном зависит от реактивных сопротивлений рассеяния $X_{\sigma 1}$ и $X_{\sigma 2}$. Правда, если ввести дроссельные катушки со стороны переменного тока или сопротивления со стороны постоянного тока, то в известных пределах можно тем самым повлиять на коэфициенты мощности обоих преобразователей, но тот из них, который превращает переменный ток в постоянный, должен всегда работать с перевозбуждением, а тот, который превращает постоянный ток в переменный, — всегда с недовозбуждением. Кроме того углы ψ_1 и $\varphi'_2 = \psi_2 - \pi$, кото-



Фиг. 514 a и b. Диаграммы напряжений преобразователей согласно фиг. 513 при разомкнутом выключателе S; пунктирные векторы тока — после замыкания S.

рыми определяются джоулевы потери в якорных обмотках, различны для обоих преобразователей ибо при прохождении активного тока падения напряжения $j X_\sigma \dot{\tilde{I}}$ уж не равны и не прямо противоположны по фазе напряжению $\dot{\tilde{U}}$.

Чтобы можно было устанавливать постоянный ток вне зависимости от коэфициента мощности обоих преобразователей, нужно располагать добавочным напряжением источника постоянного тока H. Путем регулирования токов возбуждения i_1 и i_2 и напряжения U_H на якоре вспомогательной машины H, следует отрегулировать преобразователи на требующийся коэфициент мощности $\cos\varphi$ (измерение мощности, напряжения $\tilde{U}$ и тока $\tilde{I}$), постоянный ток $\tilde{I}$ и число оборотов n, причем джоулевы потери и потери в железе у обоих преобразователей, вместе взятые, должны быть равны двукратным джоулевым и железным потерям одного преобразователя при номинальном режиме. Для токов мы получаем по уравн. (701a и b) тома I

$$\overline{I}_1 + \overline{I}_2 = 2\overline{I}_N, \tag{673a}$$

тогда мы имеем также

$$\tilde{I}_1 + \tilde{I}_2 \approx 2\,\tilde{I}_N. \tag{673b}$$

Положив железные потери пропорциональными квадрату постоянной ЭДС и предполагая, что преобразователь U_{I} превращает постоянный ток в переменный, а преобразователь U_{II} — переменный ток в постоянный, мы получаем для напряжений постоянного тока условие

$$(\overline{U}_1 - V'_1)^2 + (\overline{U}_2 + V'_2)^2 = 2\,(\overline{U}_N \underset{(-)}{+} V'_N)^2, \tag{674a}$$

где для сокращения (см. фиг. 462 a) положено

$$V'_N = [\overline{\gamma} + (1-\overline{\gamma})\frac{X_\sigma}{\tilde{R}} \cdot \operatorname{tg}\psi_N] \cdot \overline{R}\,\overline{I}_N + U_{bN}, \tag{674b}$$

а V'_1 и V'_2 означают аналогичные сокращения. U_{bN} — падение напряжения на щетках при номинальном режиме. В правой части урав. (674 a) должен фигурировать знак (+) или (—), смотря по тому, превращает ли преобразователь при номинальной работе переменный ток в постоянный или постоянный ток в переменный. Так как второй случай встречается реже, то знак (—) взят в скобки. V'_1, V'_2 и V'_N имеют небольшие значения по сравнению с $\overline{U}_1$, $\overline{U}_2$ и $\overline{U}_N$. Это дает нам право написать также (ср. стр. 517—519, том I)

$$\overline{U}_1 + \overline{U}_2 \approx 2\,(\overline{U}_N \underset{(-)}{+} V'_N). \tag{674c}$$

Если вычесть из измеренной, взятой из сети мощности постоянного тока UI мощность $U_H\ \overline{I}_2$ добавочного источника постоянного тока и прибавить вычисленные двукратные потери на возбуждение $2\,U_E\ i_N$, то

получатся двукратные потери одного преобразователя при номинальной работе и отсюда для коэфициента полезного действия:

$$\eta \approx \frac{2P_N}{2P_N + UI - U_N \overline{I}_2 + 2U_E i_N}. \tag{674}$$

Если преобразователи при нормальной работе питаются от общего трансформатора с разобщенными вторичными обмотками, то к преобразователям нужно присоединить только вторичные обмотки, потери же в первичной обмотке вычислить отдельно, поскольку они должны содержаться в коэфициенте полезного действия. Если же желательно, чтобы эти потери входили в результат измерения, то преобразователи надо питать со стороны переменного тока.

Если в нормальной работе перед контактными кольцами преобразователя включены дроссельные катушки для регулирования напряжения, то способ возвратной работы можно применить и при них. Угол ψ_1 и угол $\psi'_2 = \psi_2 - \pi$ могут, впрочем, при таких условиях, расходиться между собою значительно, так что определение коэфициента полезного действия становится неточным. Если имеется у преобразователя сериесная обмотка возбуждения, обтекаемая якорным током, то при испытании по способу возвратной работы она должна быть отключена. Происходящие в ней при номинальной работе потери должны быть тогда вычислены отдельно. Если при нормальной работе регулирование напряжения преобразователя производится потенциал-регулятором и если потери его должны входить в коэфициент полезного действия, то можно устанавливать постоянный ток и постоянное напряжение при помощи потенциал-регулятора (тогда имеем $\overline{U}_1 = \overline{U}_2$); в этом случае устраняется надобность в добавочном источнике постоянного тока H.

При испытании преобразователей без трансформатора между контактными кольцами, приходится опасаться при применении способа возвратной работы, что постоянный ток отчасти будет проходить через контактные кольца (см. § C 3). Поэтому испытание без трансформатора выполнимо в том лишь случае, если измерение входящих и выходящих постоянных токов показало, что эти токи равны между собою.

c. Способ измерения отдельных потерь. Отдельные потери слагаются из потерь холостого хода, потерь на возбуждение и нагрузочных.

Потери холостого хода можно определить либо по способу двигателя, либо по способу генератора (§ 36 „Правил и норм“). Так как по способу генератора преобразователь нужно приводить во вращение от отдельного двигателя, то обычно предпочитают способ двигателя. Тогда машину можно питать либо со стороны постоянного, либо со стороны переменного тока. Измерение со стороны постоянного тока проще и точнее. Способ этот описан нами применительно к машинам постоянного тока в § III E 2b в томе I и применительно к синхронной машине в § II K 5c.

Потери на возбуждение следует вычислять по сопротивлениям, измеренным постоянным током. Но так как номинальный ток всегда должен быть известен, а обычно известно также напряжение

возбуждения U_E, то проще считать потери на возбуждение равными произведению $U_E\, i_N$ при номинальной работе.

Нагрузочные потери слагаются из потерь на джоулево тепло при нагрузке в якорных и сериесных обмотках (обмотке добавочных полюсов, компаундирующей обмотке), переходных потерь на коллекторе и контактных кольцах и добавочных потерь.

Джоулевы потери при нагрузке в обмотках вычисляются по измеренному постоянным током сопротивлению.

Для джоулевых потерь в якорной обмотке следует принимать величину

$$Q_{IA} = v_m \overline{R}_g \overline{I}^2_N . \qquad (675)$$

Здесь v_m означает отношение между джоулевыми потерями при работе машины в качестве преобразователя и при работе ее в качестве машины постоянного тока (таблица 31, стр. 564). Это отношение согласно § 37 „Правил и норм" нужно считать равным

при числе фаз =	1	2	3	6	12	(675a)
при числе колец =	2	4	3	6	12	
v_m =	1,45	0,89	0,58	0,27	0,20	

что соответствует, по данным таблицы 31, примерно $\cos\varphi = 1$. $\overline{R}_g$ — здесь омическое сопротивление якорной обмотки между коллекторными щетками. У преобразователей с четным числом контактных колец его можно измерить между теми контактными кольцами, между которыми сопротивление максимально и, которые, следовательно, соединены с точками ответвлений обмотки, расположенными на концах диаметра в потенциальной окружности. Если мы при нечетном числе контактных колец измерим сопротивление между теми контактными кольцами, между которыми сопротивление максимально, — обозначим его через R, — то при измерении включены параллельно две ветви, из которых одна содержит $(m'-1)/2$, а другая $(m'+1)/2$ фаз обмотки, и для сопротивления, которое надо подставить в уравнение (675), получается

$$\overline{R}_g = \frac{m'^2}{m'^2 - 1} \cdot R . \qquad (675\,b)$$

так что у преобразователя с тремя контактными кольцами оно равно

$$\overline{R}_g = \frac{9}{8} \cdot R , \qquad (675\,c)$$

I_N в урав. (675) — номинальный ток преобразователя. Переходные сопротивления вычисляются из выражения

$$Q_U = m' U_{b1} \tilde{I} + 2\, U_{b1} \overline{I}_N , \qquad (676)$$

где $\tilde{I}$ означает ток в контактных кольцах, причем для U_{b1}, то-есть для падения напряжения в одной щетке, можно положить 1 V при угольных и графитных щетках и 0,3 V при металлоугольных щетках.

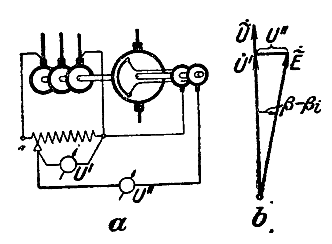
Добавочные потери у одноякорных преобразователей, согласно § 40 „Правил и норм", надо не измерять, а принимать равными $^1/_2 \%$ от мощности постоянного тока.

3. Падение напряжения.

Определять активное сопротивление по способу недовозбуждения и перевозбуждения, как у синхронной машины, здесь нельзя (§ II К 2 b), так как, согласно §§ А 3 b и d [уравн. (617 a и b)] джоулевы потери в якорной обмотке зависят не только от эффективного значения переменного тока, но и от его фазы относительно продольной ЭДС. Не подходит также для этой цели способ короткого замыкания, по которому преобразователь приводится во вращение посторонним двигателем, который покрывает все его потери на трение и вентиляцию, а джоулевы потери измеряются либо на стороне постоянного тока при коротком замыкании на стороне переменного тока, либо наоборот, так как в этом состоянии надо ожидать значительного расхождения коэфициента преобразователя с тем, который соответствует номинальному режиму.

Зато измерение реактивного сопротивления рассеяния X_σ, знать которое не обходимо для вычисления реактивного падения напряжения в якорной обмотке, может быть произведено так же, как у синхронных машин (§ II К 3), если испытывать преобразователь, как обыкновенную синхронную машину.

Углы β и β_i можно определить у преобразователей так же как в § II К 4, и по ним найти поперечную ЭДС $\tilde{E}_q$. Но так как углы β и β_i у преобразователя малы, то их определение не точно. Угол $\beta - \beta_i$ между напряжением на зажимах $\dot{\tilde{U}}$ и результирующей ЭДС $\dot{\tilde{E}}$, который определяется падением напряжения в якорной обмотке, можно найти наиболее точно, если поместить на внутренней поверхности якоря пробную обмотку, являющуюся точной копией фазы якорной обмотки, так чтобы при отсутствии тока в якорной обмотке напряжения на пробной обмотке и на якорной обмотке точно совпадали друг с другом по фазе. Тогда можно чувствительным прибором (например, вакуум-термоэлементом и гальванометром постоянного тока) измерить разность $\dot{\tilde{U}} - \dot{\tilde{E}}$ (фиг. 515 b).



Фиг. 515 a и b. Измерение угла $\beta - \beta_i$.

Если поместить между контактными кольцами потенциометр согласно фиг. 515 a и установить его на номинальную разность напряжений U'', причем на потенциометре измеряется напряжение U', то получается (фиг. 515 b)

$$\operatorname{tg}(\beta - \beta_i) = \frac{U''}{U'}. \tag{677}$$

Суммарное падение напряжения в якорной обмотке преобразователя, включая обусловленное изменением отношения между ЭДС-ами, можно измерять в работе, наложив на контактные кольца и на коллектор тонкие медные вспомогательные щетки и измеряя напряжение на этих щетках со стороны переменного и со стороны постоянного тока, так, что переходные сопротивления щеток не входят в резуль-

тат измерения. С помощью пробной обмотки на якоре, которая бы являлась точною копией якорной обмотки и тоже была снабжена коллектором, можно было бы определять изменение отношения между ЭДС-ами при нагрузке, так что, если бы вычесть падение напряжения, обусловленное изменением этого отношения, из суммарного падения напряжения, то получилось бы падение напряжения в сопротивлении якорной обмотки. Такие измерения, исполненные у несколько небольших одноякорных преобразователей при различных состояниях нагрузки, в предположении, что изменение отношения между ЭДС-ами ничтожно мало, дали результаты, весьма близкие к результатам вычисления падений напряжения по § В2.

4. Прочие измерения.

Разделение отдельных потерь холостого хода производится, как у машин постоянного тока (§ III Е 3, том I).

Условия коммутации и возникновения кругового огня нужно исследовать при работе преобразователя соответствующей нормальному режиму, причем машина может быть соединена по схеме обратной работы, возвращая мощность второму одноякорному преобразователю или мотор-генератору. Как и для машины постоянного тока, можно для преобразователя построить кривую напряжения на щетке, по виду которой можно судить о характере коммутации и по которой можно определить необходимый для номинальной работы полный ток дополнительных полюсов.

Кривая поля снимается как у машин постоянного тока (§ III Е 5, том I).

Испытание на нагрев нужно производить при номинальной работе преобразователя. Испытание прочности изоляции производится, как у машины постоянного тока.

F. Проектирование одноякорного преобразователя.

1. Размеры и нагруженности.

а. Основные размеры. В § А 3b мы свели основные размеры одноякорного преобразователя к размерам машины постоянного тока. При этом мы допустили, во-первых, что джоулевы потери в той секции якоря, в которой у одноякорного преобразователя выделяется наибольшее количество тепла, равны джоулевым потерям в якорной секции машины постоянного тока, а во-вторых, что суммарные джоулевы потери якорной обмотки в обоих случаях одинаковы. Первое допущение мы должны взять за основу, чтобы свести размеры преобразователя к размерам такой машины постоянного тока, у которой якорная обмотка при номинальном режиме как раз достигает допустимого предела нагревания, так как отвод тепла от наиболее горячего места в якорной обмотке к холодным якорным секциям у преобразователя невелик и с трудом поддается числовому учету. Поэтому если бы считались только с нагревом якорной обмотки, то можно было бы рассчитать якорь и якор-

ную обмотку преобразователя для мощности постоянного тока $\overline{P}$ совершенно так же, как у машины постоянного тока для мощности

$$P = \sqrt{v_{max}} \cdot \overline{P}, \tag{678}$$

где $\sqrt{v_{max}}$ можно взять из таблицы 31 на стр. 564.

Но при выборе размеров преобразователя нужно считаться не только с нагревом, но и с необходимостью предотвратить искрение щеток и круговой огонь.

У преобразователя, рассчитанного по урав. (678), номинальный якорный ток на стороне постоянного тока в $1/\sqrt{v_{max}}$ раз больше, чем номинальный ток у машины постоянного тока. Если это отношение больше 1, как например, у шестифазного преобразователя (см. табл. 31 на стр. 564), то опасность искрения щеток возрастает и поле дополнительных полюсов должно быть сильнее, чем у машины постоянного тока для мощности P. Вследствие этого увеличивается также поперечное поле, которое, как мы видели в § В 4 b, нарушает пропорциональность между якорным постоянным током и коммутирующим полем, если угол ψ не равен 0 или π. Для больших шести- и многофазных преобразователей рекомендуется поэтому выбирать бо̀льшие размеры, чем получаемые согласно урав. (678). Так как у больших одноякорных преобразователей значительная часть стоимости машины приходится на долю коллектора и контактных колец, то размеры самого якоря имеют относительно небольшое влияние на цену преобразователя, так что у шестифазных преобразователей крупной мощности для якоря выбирают часто еще бо̀льшие размеры, чем у машин постоянного тока той же мощности. Тогда можно соответственно уменьшить сечения проводников по сравнению с проводниками у машины постоянного тока, так что впадины получаются менее глубокими, а это благоприятствует уничтожению искреобразования.

b. Число полюсов и максимальная мощность. У одноякорного преобразователя, как и у синхронной машины, произведение из числа пар полюсов на число оборотов равно частоте переменного тока. Поэтому при заданной частоте число пар полюсов можно выбрать по усмотрению. Чтобы показать, что этот выбор главным образом зависит от мощности преобразователя, мы будем исходить из уравнений § III F1c тома I, которые выведены для машин постоянного тока с простой петлевой обмоткой и с одним только витком в каждой якорной секции (обычная обмотка у крупных машин постоянного тока). Но, чтобы придать нашим рассуждениям более общее значение, мы не будем здесь вводить это ограничение. Тогда вместо максимального напряжения e_{s0}, которое получилось бы между смежными пластинами коллектора, если пренебречь искажением поля под полюсным наконечником, надо подставить $\frac{a}{p}\frac{e}{s}$, где s означает число витков в одной якорной секции, p число пар полюсов и a — половину числа параллельно включенных якорных ветвей. Приняв далее во внимание, что отношение $\overline{B}/B_L'$ (см. стр. 143—144 в томе I/V) преобразователя в среднем равно приблизительно 0,62 и положив у преобразователя, превращающего переменный ток в постоянный, мощность $\overline{P}$ на стороне постоянного

тока равною 0,97 от внутренней мощности, мы придадим уравнению (720) тома I такой вид:

$$\overline{P}\approx 0,3\cdot\frac{a}{p}\cdot\frac{e_{s0}}{s}\cdot\frac{v_A A}{n}. \qquad (679)$$

Здесь v_A означает окружную скорость якоря, A — обусловленную постоянным током линейную нагрузку и n — число оборотов. Для простой петлевой обмотки с одним витком в каждой якорной секции имеем $a/ps = 1$; тогда урав. (679) отличается от урав. (720) тома I только числовым коэфициентом (0,3 вместо 0,3375).

При равенстве прочих условий число оборотов, согласно урав. (679), обратно пропорционально мощности преобразователя. Чтобы указать максимальную мощность преобразователя, осуществимую при различных числах оборотов, мы примем $a/ps = 1$, а для остальных величин в урав. (679) выберем максимально допустимые с точки зрения технологических возможностей и надежной эксплоатации значения. Для наибольшего напряжения между пластинами, еще допустимого без особой опасности в смысле возникновения кругового огня, мы можем примерно положить $e_{s\max} = 30$ V. Если мы учтем возникающее под полюсным наконечником искажение поля величиною $B_{\max}/B_L = \eta = 1/0,9$, то получается $e_{s0} = 0,9\cdot 30\text{ V} = 27$ V. Максимальная допустимая окружная скорость якоря равна примерно $v_A = 50$ m/sec, линейная нагрузка равна примерно $A = 500$ A/cm. Таким образом мы получаем

$$\overline{P}_{\max} = \frac{0,3\cdot 27\cdot 5000\cdot 500}{n}\cdot\frac{60}{1000}\,\text{kW} = 1215\,\frac{1000}{n}\,\text{kW}, \qquad (679a)$$

где n означает число оборотов в минуту. В таблице 35 вычисленные по урав. (679а) максимальные мощности преобразователя $\overline{P}_{\max}$ при различных числах оборотов сопоставлены с соответственными числами пар полюсов при частоте 50 Hz. О значении числовых величин для $\overline{P}_{\max}$ мы будем говорить в § d.

Таблица 35.

Максимальная мощность преобразователя $\overline{P}_{\max}$ при различных числах оборотов, число пар полюсов при 50 Hz и максимальная мощность $\overline{P}'_{\max}$ при асинхронном пуске в ход 50 Hz. Простая (параллельная) петлевая обмотка с $s = 1$.

	1500	1000	750	500	300	187,5	*об/мин*
$\overline{P}_{\max}$	810	1215	1620	2430	4050	6480	kW
$\overline{P}'_{\max}$ } при 50 Hz	580	870	1160	1740	2900	4630	kW
p } при 50 Hz	2	3	4	6	10	16	

Эта таблица действительна для преобразователей с простой петлевою обмоткою и одним витком в каждой якорной секции ($s = 1$). При других обмотках допустимая максимальная мощность уменьшается в отношении a/ps. Далее надо иметь в виду, что у небольших преобразователей

допустимые максимальные значения, v_A, а особенно A должны быть соответственно понижены (см. § d).

Число оборотов следует нормально выбирать меньше, чем получается из таблицы 35 для максимальной мощности $\overline{P}_{max}$, для того чтобы нагруженности по возможности не превышали допустимых границ. Указанные мощности $\overline{P}_{max}$ и числа оборотов n действительны при любой частоте, но числа пар полюсов и мощность $\overline{P}'_{max}$ только при частоте 50 Hz.

c. Максимальное напряжение $\overline{U}$. Среднее напряжение между смежными пластинами равно

$$e_{sm} = \frac{\overline{U}}{k} 2p, \tag{680a}$$

где k означает число коллекторных пластин. Для числа коллекторных пластин мы можем написать

$$k = \frac{2p\tau_K}{t_K} = \frac{v_K}{nt_K} = \frac{v_K}{t_K} \frac{p}{f}, \tag{680b}$$

где τ_K означает полюсное деление, t_K — коллекторное деление и v_K — окружную скорость коллектора. При этих условиях мы получаем по уравн. (680a) для напряжения на стороне постоянного тока преобразователя

$$\overline{U} = \frac{v_K}{t_K} \frac{e_{sm}}{2f} = \frac{\tau_K}{t_K} e_{sm}. \tag{680}$$

По этому уравнению мы можем приблизительно определить максимальное напряжение на зажимах $\overline{U}_{max}$, если введем для остальных величин допустимые предельные значения. Положив для максимальной окружной скорости коллектора $v_K = 34$ m/sec, для минимального коллекторного деления $t_K = 5$ mm и для максимального среднего напряжения между смежными пластинами $e_{sm} \approx 0{,}6 e_{s0}$, то-есть при $e_{s0} = 27$ V, $e_{sm} = 16{,}2$ V, мы получаем

$$\overline{U}_{max} = \frac{34 \cdot 1000}{5} \frac{16{,}2}{2f} \text{ V} \approx 1100 \frac{100}{2f} \text{ V}, \tag{680'}$$

где частоту f надо выразить в Hz. При 50 Hz, согласно этому выражению, максимальное напряжение $\overline{U}_{max}$, при котором еще можно строить надежные в эксплоатации одноякорные преобразователи, составляет приблизительно 1100 V.

Правда, строились также преобразователи с напряжением постоянного тока вплоть до 1650 V при 50 Hz, причем у них произведение из окружной скорости на напряжение между пластинами превышает 34 · 16,2 V m/sec, а коллекторное деление не достигает 5 mm, но такие преобразователи дороги и не столь надежны в эксплоатации; вдобавок они требуют более внимательного обслуживания. Поэтому при напряжениях, превышающих 1100 V, предпочтительнее установить два преобразователя, соединенные последовательно со стороны постоянного тока.

Напряжение постоянного тока $\overline{U}$ обратно пропорционально частоте f и поэтому при пониженной частоте может быть в соответственной степени повышено.

При пониженных напряжениях постоянного тока выбирают меньшую окружную скорость v_K, большое коллекторное деление t_K и меньшее среднее напряжение между пластинами e_{sm}, но при этом v_K по возможности не должно быть ниже 20 m/sec, что соответствует $\tau_K = 20$ cm, иначе расстояние между щетками коллектора было бы чрезмерно мало.

d. Магнитные и электрические нагруженности. Магнитные нагруженности у однoякорных преобразователей выбираются примерно так же, как у машины постоянного тока (§ III F 2 b, том I). Индукцию в воздушном промежутке B_L под серединою полюса тоже можно выбирать по представленной для машин постоянного тока (фиг. 433 в томе I) в зависимости от диаметра.

У преобразователей для асинхронного пуска в ход полюсный поток не должен превосходить определенного значения в виду наличия ЭДС, которая индуктируется вращающимся полем в короткозамкнутой секции, еще не тронувшейся с места или вращающейся очень медленно, и которая является причиной искрения щеток. Допустимая с точки зрения искрения щеток ЭДС в якорных секциях, замкнутых накоротко щетками, не должна превосходить примерно 4 V, когда они неподвижны, причем предполагается, что ширина щетки максимально равна удвоенному коллекторному делению. При пуске в ход напряжение на контактных кольцах, а следовательно, и поток индукции, сцепленный с каждою короткозамкнутой секцией, понижается. В среднем мы можем считать, что поток при пуске составляет 0,3 от потока при нормальном режиме. Допустимая, отнесенная к номинальному напряжению на контактных кольцах, ЭДС равна, следовательно, $E_K = 4/0{,}3 = 13{,}3$ V. Отсюда мы получаем для допустимого полюсного потока у преобразователей с частотою 50 Hz, с асинхронным пуском в ход и с одним витком в каждой якорной секции

$$\Phi_{max} = \frac{E_k}{4{,}44 f} = 0{,}06 \text{ V sec.} \tag{681}$$

Этот полюсный поток не должен быть превзойден, если преобразователь должен пускаться в ход асинхронно, в противном случае приходилось бы во время пуска в ход приподымать щетки или передвигать их в промежутки между главными и добавочными полюсами.

Проверим, соблюдено ли это условие при максимальных мощностях преобразователя $\overline{P}_{max}$, указанных в таблице 34. Для потока Φ мы можем написать, основываясь на уравн. (718) тома I:

$$\Phi \approx 0{,}62\, \tau l_i B_L = \frac{0{,}62\, e_{s0}}{4pn} = 0{,}155 \frac{e_{s0}}{f}. \tag{682}$$

Положив для e_{s0} максимальное допустимое значение, которое мы выше нашли равным 27 V, мы получаем у преобразователей с частотою 50 Hz.

$$\Phi \approx 0{,}084 \text{ V sec,} \tag{682a}$$

то-есть, значительно больший поток, чем максимально допустимый по уравн. (681) поток $\Phi_{max} = 0{,}06$ V sec. В таблице 34 приведены максимальные мощности преобразователя $\overline{P}'_{max}$, еще осуществимые при 50 Hz и асинхронном пуске в ход. Чтобы искрение щеток при пуске в ход не

было значительно, приходится останавливать выбор на довольно низком числе оборотов преобразователя.

Выбранная индукция в воздушном промежутке и размеры якоря определяют собою, как и у машины постоянного тока, линейную нагрузку постоянным током в якорной обмотке преобразователя. Если для шестифазного преобразователя размеры выбраны как для машины постоянного тока, то фиг. 433 в томе I изображает величину линейной нагрузки постоянным током при соответственных индукциях B_L.

При допущенных индукции в воздушном промежутке и основных размерах якоря необходимое сечение q якорных проводников преобразователя можно найти следующим образом. Определяем сперва допустимую с точки зрения нагрева мощность машины постоянного тока, имеющей размеры, число оборотов и число полюсов преобразователя, и рассчитываем якорную обмотку для напряжения на зажимах, равного напряжению на зажимах преобразователя $\overline{U}$. Обычно эти величины для машины постоянного тока известны уже из опыта. Обозначив получившийся по этому способу якорный ток через I_G и сечение якорных проводников через q_G, мы получаем для сечения якорных проводников преобразователя

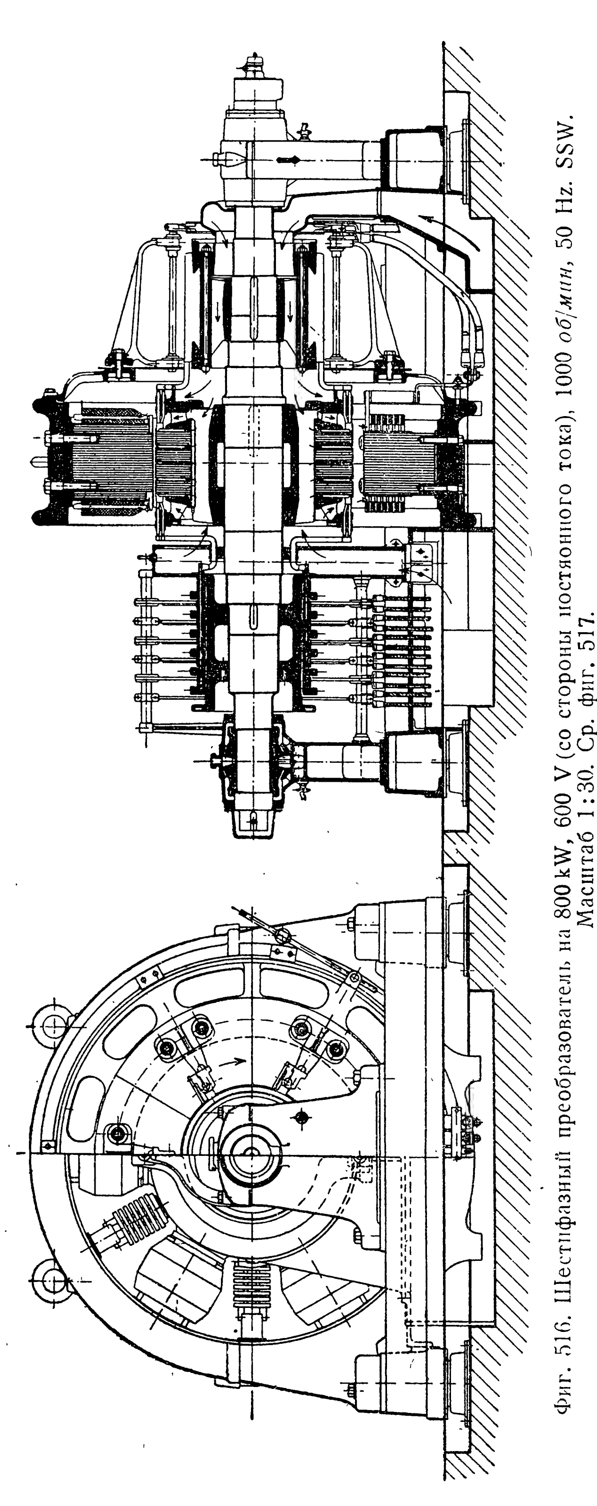
$$q = \frac{v_{\max} \overline{I}^2}{I_G^2} \cdot q_G, \tag{683}$$

где $\overline{I}$ означает постоянный ток преобразователя, а $v_{\max}$ можно взять из таблицы 31 на стр. 564 . В том особом случае, когда якорь преобразователя имеет такие же размеры, как у машины постоянного тока с мощностью, превышающей в $\sqrt{v_{\max}}$ раз мощность преобразователя, имеем $I_G = \sqrt{v_{\max}}\, \overline{I}$ и $q = q_G$. Если же преобразователь имеет бо̀льшие размеры, то получается $q < q_G$ и впадины могут быть менее глубокими. Тогда отнесенная к постоянному току преобразователя плотность тока может оказаться гораздо большею, чем это признано допустимым для машины постоянного тока в § III F 2с тома I.

Плотности тока в обмотках возбуждения должны быть выбраны так же, как у машины постоянного тока (§ III F 2с тома I)

2. Конструкция преобразователя

а. Якорь, коллектор и щетки. Якорь по конструкции в общем таков же, как у машины постоянного тока, так что мы можем сослаться на § III F 4а тома I. В виде новых элементов конструкции тут появляются контактные кольца со своими щетками и щеткодержателями. Кроме того, у каждого одноякорного преобразователя есть приспособление на конце вала, позволяющее валу смещаться в осевом направлении с целью предотвращения образования желобков на коллекторе и на контактных кольцах. Чтобы при размыкании выключателя на стороне переменного тока или по другим причинам преобразователь не мог достигнуть чрезмерного числа оборотов, на конце вала еще находится ограничитель числа оборотов, обычно сконструированный в виде центробежного выключателя, который примерно при 1,1-кратном числе оборотов при-



Фиг. 516. Шестифазный преобразователь на 800 kW, 600 V (со стороны постоянного тока), 1000 *об/мин*, 50 Hz. SSW. Масштаб 1:30. Ср. фиг. 517.

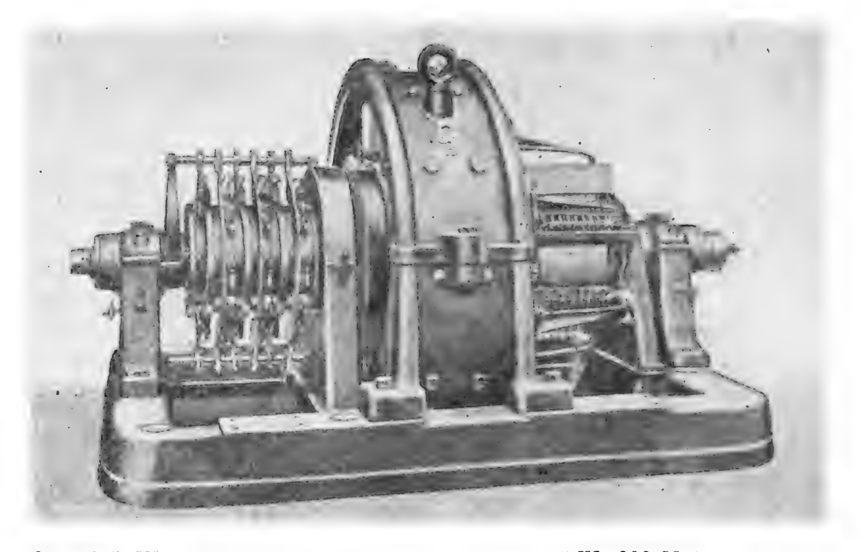
водит в действие реле, отделяющее преобразователь от сети. Оба устройства — приспособление для перемещения вала и ограничитель числа оборотов — иногда помещены на одном и том же конце вала (на фиг. 517 справа, на фиг. 518 слева).

На фиг. 516 представлены вид спереди и продольный разрез, а на фиг. 517 — фотография шестифазного преобразователя фирмы SSW. На фиг. 517 видны устроенные для защиты от кругового огня перегородки из изоляционного материала, между рядами щеток коллектора. При очень высоких напряжениях щеткодержатели целиком помещены в изолирующие защитные коробки [Л 229, стр. 705, фиг. 63]. Простроганные поверхности на фундаментной плите по обе стороны от кожуха, которые видны на фиг. 517, служат для укрепления суппорта, когда после долгой работы или аварий нужно обточить коллектор и контактные кольца.

На фиг. 518 показана фотография шестифазного преобразователя фирмы AEG. Служащий для регулирования напряжения потенциал - регулятор установлен на удлиненной фундаментной

плите. Он охлаждается сидящим на конце вала преобразователя вентилятором.

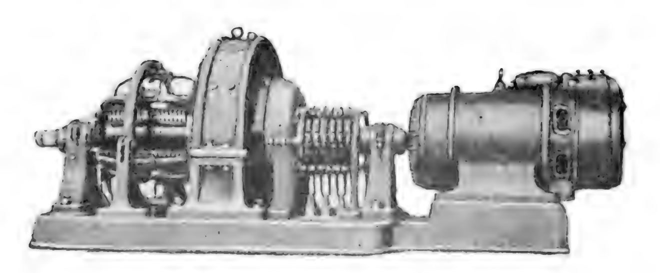
Если на каждый щеточный болт приходится большой постоянный ток, то коллектор конструируют из двух или трех частей (см. фиг. 518). Чтобы по возможности сократить потери на трение, применяются щетки с высоким содержанием графита, или, еще лучше, электрографитовые. Последние особенно подходят при асинхронном пуске в ход, так как они менее чувствительны к коротким замыканиям под щетками. Щеткодержатели очень часто выполняются у одноякорных преобразователей, постоянно работающих в одном и том же направлении, в виде так называемых реактивных щеткодержателей, при которых щетки стоят под острым углом к окружности коллектора, так что у них средняя



Фиг. 517. Шестифазный преобразователь на 800 kW, 600 V (со стороны постоянного тока), 1000 *об/мин*, 50 Hz, с изолирующими перегородками между рядами щеток. SSW (трамвайная подстанция в Фленсбурге). Ср. фиг. 516.

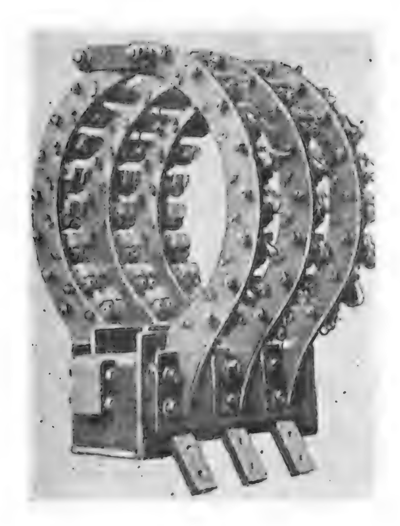
линия образует острый угол с окружною скоростью [Л 230, стр. 28]. Щетки тогда прижаты с небольшим давлением к задней ведущей стенке держателя, и этим достигается совершенная параллельность щеток, так что предотвращено их опрокидывание. Чтобы в осевом направлении поверхность коллектора изнашивалась равномерно, рекомендуется смещать в осевом направлении щетки различных щеточных рядов относительно друг друга, так чтобы середины щеток одного ряда расположены были в плоскостях, проходящих сквозь промежутки между щетками другого ряда. Так как положительные щетки действуют иначе, чем отрицательные, то это смещение нужно произвести отдельно как для положительных, так и для отрицательных щеток. При длинных и состоящих из нескольких частей коллекторах нужно посвятить особое внимание такой установке щеточной траверзы, при которой она не подвергалась бы сотрясениям.

Особых конструктивных приемов, при больших силах тока, требует также выполнение **контактных колец** со своими щеткодержателями. Чтобы при шестифазных преобразователях строительная длина была



Фиг. 518. Шестифазный преобразователь на 1000 kW, 440 V (со стороны постоянного тока), 1000 *об/мин*, 50 Hz, с потенциал-регулятором, область регулирования 380—500 V AEG (Электростанция Бранденбург).

как можно меньше и чтобы легче было обслуживать щетки, они распределены не по всей окружности контактного кольца, а только примерно по половине его окружности (фиг. 519), так что щетки отдельных контактных колец попеременно расположены с одной и с другой стороны вала. Для равномерного изнашивания контактных колец по всей окружности, число щеткодержателей и расстояние между ними должны быть рассчитаны так, чтобы положительный максимум тока возникал не всегда на одном и том же месте контактного кольца, а распределялся по возможности равномерно вдоль всей его окружности. Это, например, происходит [Л 231], если щетки одного контактного кольца в пределах двойного полюсного деления, приведенного к окружности кольца, распределены равномерно. Щетки обычно применяются медно-угольные (см. том I, стр. 234). Контактные кольца изготовляются из меди и надеваются в горячем состоянии на изолированную слюдою или пертинаксом втулку.



Фиг. 519. Щеточный хомут для контактных колец у шестифазного преобразователя. На каждое контактное кольцо приходится 2500 A.

Соединения контактных колец с местами ответвления на обмотке служат в то же время уравнительными соединениями для якорной обмотки, если в них возникает вообще надобность. Поэтому можно было бы обойтись без особых уравнительных соединений, главным образом при шестифазных преобразователях. Но на фиг. 516 все же устроены уравнительные соединения на стороне коллектора, имеющие здесь форму эвольвенты. Относительно обмотки и нахождения точек ответвления— см. [Л 20], § 24 С.

b. Воздушный промежуток и обмотка возбуждения. Длина воздушного промежутка могла бы у преобразователя быть меньше, чем у машины постоянного тока для той же мощности, так как у него происходит значительно меньшее искажение поля под полюсным наконечником. Но так как он гораздо чувствительнее машины постоянного тока к круговому огню и так как добавочные потери при уменьшении воздушного промежутка увеличиваются, то величину его по сравнению с машиной постоянного тока уменьшают обычно не на много. Если форма полюсного наконечника в основном такова же, как у машин постоянного тока [§ III F 6 b тома I], то длину воздушного промежутка можно выбирать, примерно, равной

$$\delta \approx 0{,}3 \frac{\tau A}{B_L} \text{ cm}, \tag{684a}$$

где τ означает полюсное деление в cm, A — обусловленную постоянным током линейную нагрузку в A/cm и B_L — индукцию под серединою полюса в гауссах. Если же воздушный промежуток расширяется так, что кривая поля при холостом ходе в области полюсного наконечника приблизительно соответствует синусоиде, то мы можем для величины воздушного промежутка под серединою полюса положить

$$\delta \approx 0{,}2 \frac{\tau A}{B_L} \text{ cm}. \tag{684b}$$

В цепи добавочных полюсов длина воздушного промежутка определяется преимущественно линейною нагрузкою, обусловленною постоянным током, и должна быть настолько велика, чтобы колебания кривой возбуждения поля, обусловленной переменным током, обнаруживались как можно меньше. В среднем для трехфазных и шестифазных преобразователей можно считать полный ток дополнительных полюсов приблизительно равным полному току якоря, обусловленному постоянным током:

$$\Theta_W \approx \Theta_A = \tau A. \tag{685}$$

Отсюда и из требующейся в зоне коммутации индукции в воздушном промежутке получается по известному нам способу общая длина воздушного промежутка в цепи дополнительных полюсов. Если не говорить о самых малых преобразователях, то общая длина воздушного промежутка для половины магнитной цепи обычно находится в пределах от 20 до 30 mm.

Магнитная система у преобразователя такова же, как у машины постоянного тока, так что мы можем сослаться на § III F 7 тома I. У преобразователей с сильным перевозбуждением вентиляция обмотки возбуждения должна быть интенсивна (см. фиг. 452 и 453 в томе I). На фиг. 516, например, обмотка возбуждения выполнена с радиальными вентиляционными каналами (перпендикулярными к валу). Обмотка дополнительных полюсов выполнена из неизолированной медной ленты.

Выполнение демпферной обмотки у одноякорных преобразователей уже описано в § II L 8 f применительно к синхронной машине. Отметим здесь еще только то, что у одноякорных преобразователей

демпферная обмотка, даже если она служит для асинхронного пуска в ход, не должна обладать таким же большим сопротивлением, как у синхронной машины, иначе она бы потеряла свойство энергично заглушать качания.

ПРИМЕЧАНИЯ РЕДАКТОРА

[P1] Это намерение проф. Рихтера также не осуществилось. Вышедший в Германии в 1932 г. 3-й том „Электрических машин" рассматривает только трансформаторы, и таким образом индукционные и коллекторные машины будут помещены в 4-м (а возможно в 4 и 5-м) томе.

[P2] Здесь необходимо подчеркнуть, что временной вектор характеризует только изменение по времени и не связан с определенным направлением в пространстве. Иными словами, направления координатных осей здесь соответствуют определенным моментам времени, а не являются, как в геометрии, исходными пространственными направлениями. Таким образом в строго геометрическом смысле временной вектор не является физическим вектором.

[P3] Поле якоря будет неподвижно относительно полюсов (т. е. будет вращаться в пространстве со скоростью вращения ротора) только в случае симметричной нагрузки. При несимметричной нагрузке появляются два вращающихся поля: прямое, неподвижное относительно ротора, и обратное, перемещающееся относительно него с двойной синхронной скоростью.

[P4] Значение термина „полный ток" выяснено в примечаниях редактора к I тому настоящего труда.

[P5] Гармоники 3-го и кратного трем порядка в симметричной трехфазной системе, как известно из теории, не имеют места.

[P6] Терминология для определения характера короткого замыкания в советской литературе также еще не вполне установилась. Выражения „однофазное, двухфазное и трехфазное" короткое замыкание встречаются наряду с выражениями „однополюсное, двухполюсное и трехполюсное". В настоящем переводе принята наиболее целесообразная и логически правильная, по нашему мнению, смешанная система терминов, а именно: „однофазное, двухполюсное и трехполюсное" короткие замыкания.

[P7] Под „Правилами и нормами" здесь и в дальнейшем подразумеваются „Правила и нормы для испытания электрических машин", одобренные IX Всесоюзным электротехническим съездом.

[P8] По „Правилам и нормам" (§ 44, п. 2 и 4) величина ударного тока короткого замыкания синхронных машин мощностью свыше 500 kW не должна превосходить 15-кратной амплитуды номинального тока, причем перед коротким замыканием машина должна быть возбуждена до номинального напряжения. Тогда формулы (290) и (290b) примут вид

$$\frac{i_{kr}}{\sqrt{2}\cdot I_N} = \frac{\varkappa}{\varepsilon_r} \leqslant 15 \qquad (290a)$$

$$\varepsilon_r \leqslant \frac{\varkappa}{15} \qquad (290b)$$

и значения последнего столбца таблицы 16 должны быть умножены на $\frac{14{,}3}{15} = 0{,}954$.

[P9] Можно представить себе еще сеть бесконечно большой мощности как синхронную машину, у которой как активное, так и реактивное сопротивления статорной обмотки равны нулю. В этом случае, следовательно, ЭДС и напряжение этой машины (или сети) одинаковы по величине и по фазе, так как нет ни активного ни реактивного падений напряжения.

[P10] Здесь на первый взгляд может показаться странным, что, например, о статическом конденсаторе, не являющемся источником электрической энергии, можно говорить, как о генераторе реактивного отстающего тока. Под этим надо понимать следующее. Конденсатор, воспринимая реактивную энергию из сети, сдвигает фазу тока в сторону опережения. Если, кроме этого конденсатора, в сети есть еще приемники отстающего тока, то емкостный и индуктивный токи компенсируют друг друга, и в результате от сети всегда будет браться меньший индуктивный ток (если $x_C < x_L$). При $x_C = x_L$ оба реактивных тока целиком компенсируют друг друга, а при $x_C > x_L$ результирующий реактивный ток будет емкостным (опережающим). Тот же результат, однако, мы получили бы, если бы кроме главной сети имели бы отдельный источник реактивной мощности, разгружающий сеть от отстающего тока. С этой и только с этой точки зрения и можно говорить о конденсаторе, как об источнике реактивной мощности.

[P11] Реактивные двигатели небольшой мощности с асинхронным запуском применяются часто в механических выпрямителях рентгеновских установок. В настоящее время, в связи с широким распространением кенотронных выпрямителей, эти двигатели встречаются все реже и реже.

[P12] В последнее время наметилась тенденция к замене воздушного охлаждения турбогенераторов водородным. Так как удельный вес водорода составляет около 7% удельного веса воздуха и так как потери на вентиляцию пропорциональны плотности газа, то при этом вентиляционные потери уменьшаются примерно в 10 раз, что дает увеличение к. п. д. машины при полной нагрузке на 0,5 — 1%, а при половинной — на 1 — 2%. Благодаря лучшей теплопроводности водорода, мощность машины при одинаковом превышении температуры, может быть, в случае водородного охлаждения, увеличена на 25%, при тех же геометрических размерах. Если давление газа внутри машины несколько выше атмосферного, то образование гремучего газа и опасность взрыва устраняются. Пока что единственным слабым местом водородного охлаждения является необходимость герметического закрывания корпуса машины. См. напр. статью: Fortschritte der Wasserstoffkühlung für Turbogeneratoren und Phasenschieber, ETZ 1932, стр. 726.

[P13] В последнее время применение немагнитных материалов для капп и нажимных плит крупных турбогенераторов получило широкое распространение, так как это даст возможность несколько повысить к. п. д. Что касается соображений стоимости, то, во-первых, при построении крупных машин относительное удорожание весьма невелико, а во-вторых — цена на немагнитные материалы, в связи с широким их распространением, за последние годы значительно упала.

[P14] К настоящему времени корпусы всех крупных машин изготовляются исключительно путем сварки. Этот же способ изготовления завоевывает себе все большее распространение и для машин средней мощности и,

таким образом, вероятно в ближайшем будущем литые корпусы будут применяться лишь в мелком электромашиностроении. Остовы роторов тихоходных машин маховикового типа в последнее время также часто свариваются из сортового железа (обычно двутаврового) и листовой стали.

[P15] К настоящему времени двухслойная обмотка с укороченным шагом во всех европейских странах (в том числе и в СССР) почти совершенно вытеснила однослойную и притом не только для крупных турбогенераторов, но и для машин средней и малой мощности.

[P16] В настоящее время клинья роторных впадин турбогенераторов часто делают составными: половина клина выполняется из бронзы, другая половина из стали. Бронзовая часть клиньев образует тогда стержни демпферной обмотки, благодаря чему применение отдельных бронзовых стержней становится излишним. Это мероприятие уменьшает размеры впадины и удешевляет машину.

[P17] Это, разумеется, справедливо лишь для кольцевой обмотки. При барабанных обмотках геометрическая нейтральная зона лежит под серединой главного полюса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
1	Fraenkel	Теория переменных токов (Theorie der Wechselströme)	Springer, Berlin 1921	
2	Breisig	Теоретическая телеграфия (Theoretische Telegraphie)	Vieweg, Braunschweig, 1910	
3	Steinmetz	Теория и расчет явлений переменного тока (Theorie und Berechnung der Wechselstromerscheinungen)	Reuther & Beichard, Berlin, 1900	
4	Lewent	Конформное изображение (Konforme Abbildung)	Teubner, Leipzig, 1912	
5	Emde	Синус-рельеф и тангенс-рельеф в электротехнике (Sinusrelief u. Tangensrelief in der Elektrotechnik)	Wieweg, Braunschweig, 1924	
6	Bloch	Геометрические места в графической технике переменных токов (Die Ortskurven der graph. Wechselstromtechnik)	Rascher & Co. Zürich. 1917	
7	Schenkel	Геометрические места в диаграммах переменного тока	E. T. Z. 1901, S. 1043	
8	Casper	К построению круговых диаграмм	A. f. E. 1926, Bd. 15, S. 262	I
9	Pflieger-Haertel	К теории круговых диаграмм	A. f. E. 1924, Bd. 12, S. 486	
10	Schumann	К теории круговых диаграмм	A. f. E. 1922, Bd. 11, S. 140	
11	Arnold — La Cour	Техника переменных токов, т. I. Теория переменных токов (Wechselstromtechnik, Bd. I, Theorie der Wechselströme)	Springer, Berlin 1910	
12	Thomälen	О символическом методе (Beitrag z. symbol. Rechnung)	E. T. Z. 1925, S. 1187.	
13		Преобразование уравнения окружности	E. T. Z. 1926, S. 558	
14	Michael	К геометрии кривых геометрических мест графической теории переменных токов (Zur Geometrie der Ortskurven d. graph. Wechselstromtheorie)	Diss. Zürich, 1919	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
15	Ossanna	Динамомашины, из „Техники сильных токов" (Dynamomaschinen aus „Starkstromtechnik")	Ernst & Sohn, Berlin 5. Aufl. 1921	
16	Eismann	Синхронный электродвигатель, как преобразователь числа фаз. (Der Synchronmotor als Phasenzahl-Umformer)	Diss. München, 1912	
17a	Brüderlink	Индукционная машина, как преобразователь фаз.	E. u. M. 1921, S. 361	I
17b	„	То же	A. d. El. I, Bd. 4, Springer, Berlin, 1925	
18	P. Müller	Асимметричные многофазные системы	E. T. Z. 1918 S. 343	
19	Rasch	Асимметричные многофазные системы	E. T. Z. 1925 S. 1446	
20	Richter	Якорные обмотки машин постоянного и переменного тока (Ankerwicklungen für Gleich- u. Wechselstrommaschinen)	Springer, Berlin 1922	
21	Rüdenberg	Энергия вихревых токов (Energie der Wirbelströme)	Enke, Stuttgart, 1906	
22	V. D. E.	REM 1930	E. T. Z. 1929, S. 829	
23	Fechheimer	Распределение поля в теле якоря (статора) турбогенераторов	J. A. I. E. E. 1920 V. 39, p. 669	
24	K. O. Lehmann	Измерение магнитного напряжения тела якоря	A. f. E. 1930	II A
25	Le Monnier	Индуктивное падение напряжения в машинах с вращающимся полем	R. G. E., 1927, Bd. 22, S. 101	
26	Schenkel	Поток в расточке (якоря)	E. u. M. 1909, S. 201	
27	Weissheimer	Лобовое рассеяние синхронной машины	A. d. El. I. Bd. 5	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
28	Pohl	Поле лобового рассеяния и потери в лобовых частях турбогенераторов	AEG.-M. 1926, S. 326	
29	Köhler	Лобовые поля и добавочные потери в турбогенераторах	S.-Z. 1926, S. 605	
30	Calvert	Причины нагревания нажимных плит у статоров	E. T. Z. 1928. S. 1302	
31	Pohl	К анализу добавочных потерь у турбогенераторов	E. T. Z. 1925 S. 1182	
32	Rudenberg	Добавочные потери у синхронных машин	E. T. Z. 1924, S. 37	
32a	Rüdenberg	Добавочные потери у синхронных машин (дискуссия)	E. T. Z. 1924, S. 84	
33	Frey	Применение конформных изображений	A. d. El. I, Bd. 4	
34	Dreyfus	Теория добавочных потерь в железе трехфазных асинхронных двигателей	A. f. E. 1928, Bd. 20, S. 37	
35	Dreyfus u. Eriksson	Добавочные потери в железе трехфазных асинхронных двигателей	E. u. M. 1927, S. 737	
36	Foster	Уменьшение добавочных потерь в турбогенераторах с помощью желобков (durch Rillen)	J. A. I. E. E. 1924, V. 43, p. 923	
37	Punga u. Hess	Подшипниковые токи у однофазных и трехфазных генераторов	E. u. M. 1907, S. 615	
38	Fleischmann	Токи в подшипниках и валах	E. K. u. B. 1909, S. 352	
39	L. Adler	Возникновение и избежание подшипниковых токов	E. u. M. 1910, S. 157	
40	Liwschitz	Возникновение и избежание подшипниковых токов	E. u. M. 1912, S. 704	
41	Pohl	Подшипниковые токи, в частности у двухполюсных турбогенераторов	E. T. Z. 1929, S. 417	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
42	Skalicky	Картина тока синхронной машины при неизменном возбуждении	E. T. Z. 1924, S. 434	II C
43	Krapp	Пределы опережающей (емкостной) нагрузки турбогенераторов	W. V. Siemens, 1925, Bd. 2 H. 1. S. 162	
44	Mandl	Зарядка (Aufladen) мощной сети трехфазными турбогенераторами	E. u. M. 1926, S. 577	
45	Ollendorff u. Peters	Динамический предел опрокидывания	W. V. Siemens, Bd. 5, H. 1, S. 7	
46	Franz Unger	Кривая поля синхронной машины переменного тока	E. T. Z. 1920, S. 306	II D
47	Wiesemann	Графическое определение магнитных полей у синхронных машин	J. A. I. E. E. 1927, V. 46, p. 430	
48	Sumec	Падение напряжения в многофазных синхронных машинах	E. T. Z. 1910, S. 1174	
49	Sumec	Падение напряжения в многофазных синхронных машинах	E. T. Z. 1911, S. 77	
50	Schouten	Падение напряжения в многофазных синхронных машинах	E. T. Z. 1910, S. 877, 1174	
51	Rogowski	Продольные и поперечные витки (Gegenwindungen und Querwindungen)	E. T. Z. 1911, S. 290, 936	
52	Mandl	К теории машин с явно выраженными полюсами	E. T. Z. 1925, S. 484	
53	Douglas	Реакция поперечного поля якоря в синхронных машинах	J. A. I. E. E. 1927, V. 46, p. 109	II D
54	Brüderlink	Диаграмма тока машины с явно выраженными полюсами	E. u. M. 1925, S. 781	
55	Richter u. v. Timascheff	Диаграмма тока и опрокидывающего момента машины с явно выраженными полюсами	E. u. M. 1926, S. 185	
56	Krapp	Диаграмма тока машины с явно выраженными полюсами	E. u. M. 1926, S. 93	
57	Siegel	Опрокидывающая мощность и диаграмма тока	E. u. M. 1927, S. 1	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
58	Mandl	Пределы опрокидывания и пределы тока (Kippgrenze u. Stromgrenze)	E. u. M. 1927, S. 181	
59	Krapp	Синхронная машина при недовозбуждении	W. V. Siemens, Bd. 5, H. 2, S. 8	
60	v. Timascheff	Диаграмма тока при переменном напряжении и неизменной мощности	E. u. M. 1928, S. 973	
61	Ollendorf	Расчет установившегося тока короткого замыкания	E. T. Z. 1925, S. 761	II E
62	Lewis	Расчет установившегося тока короткого замыкания	J. A. I. E. E. 1925, V. 28, p. 488	
63	Finckte	Внутренние короткие замыкания турбогенераторов (Turbodynamos) высокого напряжения	E. u. M. 1924, S. 431	
64	Rüdenberg	Токи короткого замыкания при эксплоатации крупных электростанций (Kurzschlußströme beim Betrieb großer Kraftwerke)	Springer, Berlin, 1925	
65	Karapetoff u. Franklin	Ударный и установившийся ток короткого замыкания	J. A. I. E. E. 1927, Bd. 44, S. 855, 863	
66	Boucherot	Механические действия ударного тока короткого замыкания	E. u. M. 1925, S. 161	
67	V. D. E.	Метод расчета токов короткого замыкания	E. T. Z. 1929, S. 242	
68	Arnold-La Cour	Техника переменных токов, т. IV. Синхронные машины переменного тока (Wechselstromtechnik, Bd. IV, Die synchronen Wechselstrommaschinen)	Springer, Berlin, 1913	II F
69	Görges	Вывод уравнения эллипсов Эльшлегера Ölschläger (Ableitung der Ölschlägerschen Ellipsen)	E. T. Z. 1897, S. 368	

Продолжение

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
70	Brüderlink	Машины с вращающимся полем с переменным реактивным сопротивлением	A. f. E, 1924. Bd. 13, S. 12	
71	„	Вращающее усилие всеобщей реактивной машины	E. u. M. 1924, S. 553	
72	Biermanns	Сверхтоки в установках высокого напряжения (Überströme in Hochspannungsanlagen)	Springer, Berlin, 1926	II G
73	Rüdenberg	Процессы включения (Einschaltvorgänge)	Springer, Berlin, 1923	
74	Linke	О процессах включения в электрических машинах и аппаратах	A. f. E. 1912, Bd. I, S. 16	
75	K. W. Wagner	О действии демпферных обмоток на электромагниты постоянного тока	E. u. M. 1909, S. 804	
76	Dreyfus	Свободная магнитная энергия между сопряженными многофазными системами	E. u. M. 1911, S. 891	
77	„	Уравнительные процессы в симметричной многофазной машине	E. u. M. 1912, S. 25	
78	„	Уравнительные процессы при внезапном коротком замыкании синхронных генераторов	A. f. E. 1916, Bd. 5, S. 103	II G
79	Rogowski	Ток короткого замыкания генератора переменного тока	A. f. E. 1922, Bd. 11, S. 147	
80	Niethammer	Реактивное сопротивление при коротком замыкании одно- и многофазных машин	E. u. M. 1916. S. 401	
81	„	Внезапное короткое замыкание многофазных синхронных машин	E. u. M. 1916, S. 437	
82	Mandl	Ток короткого замыкания генератора переменного тока	E. u. M. 1923, S. 609	
83	Reiser	Определение ударных токов короткого замыкания турбогенераторов с демпферной обмоткой (mit Dämpferkäfig)	Ad. El. I. 1928, Bd. 5	
84	Rikli	Экспериментальное исследование внезапного короткого замыкания	Bull. S. E. V. 1925, Bd. 16 S. 217	

Продолжение

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
85	Görges	О поведении параллельно включенных машин переменного тока	E. T. Z. 1900, S. 188	
86	Rosenberg	О параллельной работе машин переменного тока	E. T. Z. 1902, S. 425	
87	Görges	О параллельной работе машин переменного тока	E. T. Z. 1903, S. 561	
88	Rosenberg	Действие успокоителей у параллельно работающих машин переменного тока	E. T. Z. 1903, S. 857	
89	Sumec	Точный расчет направляющей силы (Strenge Berechnung der Direktionskraft)	E. u. M. 1906, S. 90	
90	Emde	Влияние успокоения на колебательные процессы в параллельно включенных машинах переменного тока	E. u. M. 1907, S. 721	
91	Görges	Общие законы работы *n* параллельно включенных машин переменного тока	Phys. Z. 1908, S. 256	
92	Sarfert	О колебаниях машин переменного тока при параллельной работе	F.-Arb. VDI 1908, H. 61	II H
93	Emde	Сила успокоения при параллельно работающих машинах трехфазного тока	E. u. M. 1909, S. 1073	
94	Punga	Опыты над критическим маховым моментом GD^2 генераторов трехфазного тока	E. T. Z. 1911, S. 385	
95	Schüler	Практика параллельной работы	E. T. Z. 1911, S. 1199	
96	Boucherot	Успокоение и успокоительная обмотка у синхронных машин	L. L. E. 1913, Bd. 24, 2 Serie, S. 166	
97	Emde	Собственная частота и свободная частота в параллельной работе	E. u. M. 1920, S. 475	
98	Dreyfus	К теории параллельной работы синхронных машин	A. f. E. 1920, Bd. 8, S. 132	
99	Liwschitz	Вращающий момент и точки зрения на проектирование успокоительной обмотки	A. f. E. 1921, Bd. 10, S. 96	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
100	Gaze	Непосредственно соединенные генераторы	AEG-M. 1922, S. 249	
101	Geiger	Из практики параллельной работы	E. T. Z. 1923, S. 8	
102	Fürst	Об одном случае качания трехфазного генератора	E. T. Z. 1923, S. 260	
103	Dreyfus	Об устойчивости параллельной работы при объединении крупных электрических станций	A. f. E. 1926, Bd. 16, S. 307	
104	Ollendorff u. Peters	Устойчивость колебаний параллельно работающих синхронных машин	W. V. Siemens 1926, Bd. 5, H. I, S. 7	II H
105	Mandl	Синхронизирующий момент трехфазных генераторов с явно выраженными полюсами	E. T. Z. 1927, S. 1905	
106	Landcsberg	Регулирование напряжения при параллельной работе генераторов трехфазного тока	E. T. Z. 1927, S. 998	
107	Punga	Улучшение параллельного хода машин	A. f. E. 1928, Bd. 19, S. 513	
108	Liwschitz	Влияние успокоительной обмотки на частоту собственных колебаний синхронной машины	A. f. E. 1928, Bd. 20, S. 559	
109	K. W. Wagner	О длительных свободных качаниях у машин переменного тока	E. T. Z. 1908, S. 687	
110	Dreyfus	Введение в теорию самопроизвольных (собственных) колебаний синхронных машин	E. u. M. 1911, S. 323	
111	„	Успокоительный момент синхронных машин	Bull. S. E. V. 1926, Bd. 17, S. 295	
112	Rogowski	Самовозбуждающиеся (собственные) колебания синхронных двигателей	A. f. E. 1915, Bd. 3, S. 150	II H
113	Reinhardt	Самовозбуждающиеся колебания при параллельной работе синхронных машин	S.-Z. 1925, S. 431	
114	Bödefeld	Собственные колебания синхронных машин (Die Eigenschwingung d. Synchronmaschinen)	Diss. Karlsruhe, 1930	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
115	Brüderlink	К вопросу о частотном пуске в ход синхронных машин	E. T. Z. 1924, S. 1239	
116	Eduard Unger	Частотный пуск в ход	DRP. 360 534 v. 9-IX-1920	
117	Clark	Пуск в ход синхронных двигателей с помощью индукционных генераторов	J. I. E. E. 1924, V. 62, p. 878	
118	Brüderlink u. Stumpp	По поводу способа Клэрка для пуска синхронных машин	E. u. M. 1925, S. 97	
119	Liwschitz	Синхронизированный асинхронный двигатель, как машина реактивной мощности	S.-Z. 1925, S. 466	
120	Alzner	Машины реактивной мощности	S. W.-M. 1929, S. 3	
121	Dreyfus	Поле в воздушном промежутке при асинхронном пуске в ход синхронных машин	A. f. E. 1928, Bd. 7, S. 57	II J
122	Fraenckel	Процесс синхронизации у идущих под нагрузкой синхронных двигателей	E. u. M. 1923, S. 377	
123	Skirl	Электрические измерения (Elektrische Messungen)	Siemens-Handb. Bd. 6, Gruyter & Co, 1928	
124	Peters	Новые методы синхронизации	S.-Z. 1929, S. 163	
125	Bohm	О входном толчке при асинхронном пуске синхронных машин (Über das Intrittwerfen asynchron anlaufender Synchronmaschinen)	E. T. Z. 1922, S. 426	II J
126	Rogowski u. Steinhaus	Измерение магнитного напряжения	A. f. E. 1912, Bd. I, S. 141	
127	Rüdenberg	О генерировании чисто синусоидальных токов	E. T. Z. 1904, S. 252	
128	Holmes	О попытках измерения потерь от вихревых токов посредством полей рассеяния	J. A. I. E. E. 1929, V. 48, p. 224	
129	Potier	Реакция якоря в машинах переменного тока	L.E.E. 1900, Bd. 24, S. 133	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
130	Blondel	Рассеяние и реакция якоря в генераторах трехфазного тока	E. T. Z. 1901, S. 474	
131	Fischer-Hinnen	Расчет падения напряжения в машинах переменного тока	E. T. Z., 1901, S. 1061	
132	Sumec	Треугольник Потье при учете магнитного рассеяния	E. u. M. 1906, S. 687	II K
133	Blondel	Измерение реактивного сопротивления синхронных машин	E. u. M. 1915, S. 318	
134	Fallou	Измерение реактивного сопротивления от рассеяния	R. G. E., 1927, Bd. 22, S. 543	
135	O. Löbl	Измерение действия демпферных обмоток	Fachber, V. D. E. 1927, S. 104	
136	Gramberg	Технические измерения (Technische Messungen)	Springer, 1920	
137	Geiger	Механические колебания и их измерение (Mechanische Schwingungen und ihre Messung)	Springer, 1927	
137a	Steuding	Измерение механических колебаний (Messung mech. Schwingungen)	VDI-Verlag Berlin, 1928	
138	Schaefer	Экспериментальное определение поперечной ЭДС у синхронных машин	J. A. I. E. E. 1927, V. 46, p. 811	
139	Menzel	Измерение роторного угла (Messung des Polradwinkels)	Z. f. I. 1922, S. 113	
140	Vossius	К теории многофазных машин	E. T. Z, 1925, S. 769	
141	Herttrich u. Krabbe	Крутильный динамометр системы Фивег (Vieweg)	Z. d. V. 1925, S. 353	
142	Görges u. Weigig	Об измерении опережения параллельно работающих машин	E. T. Z. 1910, S. 332	
143	van Dyk	Об измерении опережения параллельно работающих машин	E. T. Z. 1911, S. 99	
144	Heinke	Руководство по электротехнике, Т. II, Отд. IV (Handbuch der Electrotechnik, II. Bd. 4. Abteilung)	S. Hirzel, Leipzig, 1908	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
145	Stock	Пленка вместо бумаги в осциллографах	E. T. Z. 1928, S. 826	
146	Franke	Об определении степени неравномерности	E. T. Z. 1901, S. 887.	
147	Schenfer	Явления качания у одноякорных преобразователей	A. f. E. 1928, Bd. 21, S. 58	
148	Niethammer	Определение потерь в синхронных машинах	E. u. M. 1925, S. 1038	
149	Johnson	Определение потерь методом выбега	J. A. I. E. E. 1926, V. 45, p. 546	II K
150	Le Monnier	Определение потерь методом возвратной работы	R. G. E. 1926, V. 20, p. 163	
151	Laffoon u. Calvert	Добавочные потери в синхронных машинах	J. A. I. E. E. 1927, V. 46, p. 573.	
151a	Laffoon u. Calvert	Потери в железе турбогенераторов	J. A. I. E. E. 1929, V. 48, p. 370	
151b	Holmes	Разделение добавочных потерь	J. A. I. E. E. 1929, V. 48, p. 224	
152	Roth	Измерение потерь в закрытых вентилируеммх машинах	E. u. M. 1925, S. 536	
153	„	Новый метод измерения потерь	E. T. Z. 1925, S. 1160	II K
154	„	Определение коэфициента полезного действия генераторов трехфазного тока	E. u. M. 1926, S. 651	
155	Goldschmidt	Искусственная нагрузка машин переменного тока	E. T. Z. 1901, S. 682	
156	Behrend	Испытание больших машин переменного тока	The Electrician, 1903, V. 52, p. 248.	
157	Smith	Испытание машин переменного тока	J. I. E. E. 1908, V. 42, p. 190	
158	Hobart u. Punga	Новый метод испытания генераторов переменного тока	E. T. Z. 1905, S. 441	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
159	Niethammer	Успехи в построении синхронных машин	Z. d. V. 1928, S. 129, 202	
160	Rikli	О мощных турбогенераторах	Schw. B. 1924, S. 384	
161	Kropff	Крупнейшие турбогенераторы	S.-Z. 1926, S. 426	
162	Pohl	Современные турбогенераторы	E. T. Z. 1927, S. 161	II L
163	„	Развитие (эволюция) турбогенератора	El.-W. 1928, S. 105	
164	„	Развитие турбогенераторов 1927	E. T. Z. 1928, S. 197	
165	„	Турбогенератор мощностью 40 000 kVA, 3000 об/мин.	Z. d. V. 1928, S. 1007	
166	„	Из практики английского турбогенераторостроения	E. T. Z. 1929, S. 1297	
166a	Parsons u. Rosen	Непосредственное производство переменного тока высокого напряжения	J. I. E. E. 1929, V. 67, p. 1065	
167	Faber u. Hunziker	Турбоагрегат 160 000 kW на электрической станции Хэлл-Гэт (Hell Gate)	E. T. Z. 1927, S. 873	
168	Fechheimer	Исследование различных способов вентиляции	E. T. Z. 1925, S. 123	
169	„	Вентиляция турбогенераторов	J. A. I. E. E. V. 45, p. 347	
170	Gallizia	Некоторые проблемы турбогенераторов	J. I. E. E. 1926, V. 64, p. 351	
171	Newbury	Развитие гидрогенераторов	E. T. Z. 1927, S. 845	
172	Olson u. Plenge	Гидрогенератор мощностью 65 000 kVA на Ниагарском водопаде	G. E. Rev. 1924, S. 90	
173	Schunck	Гидроэлектрическая установка Средне-Изарской акционерной компании	E. T. Z., 1926, S. 642	
174	Bobeck	Генераторы Шаннонской электрической станции	S.-Z. 1928, S. 153	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
175	Bobeck	Генераторы для гидро-электрических установок	S.-Z. 1929, S. 177	
176	Glöckner u. Kaufmann	Дизель-агрегат в 15 000 *л. с.*	S.-Z. 1927, S. 18	
177	„	Генераторы электрической станции Ryburg-Schwörstadt	E. T. Z. 1929, S. 1127	II L
178	Tenzer	Электростанция в 100 000 *л. с.* близ гор. Альмисса в Далматии	E. u. M. 1919, S. 186	
179	Hartwagner	Трехфазные генераторы маховичного типа	S. W.-M. 1928, S. 3	
180	Lewinnek	Генераторы трехфазного тока для непосредственного соединения с водяными турбинами	AEG.-M. 1923, S. 121	
181	Algers	Синхронные преобразователи	J. A. I. E. E. 1927, V. 46, p. 1330	
182	Lasswitz	Генераторы переменного тока и их приводные двигатели (первичные)	Bergmann-M. 1928, S. I	
183	Richter	Новости в электромашиностроении	E. T. Z. 1922, S. 421	
184	Lewinnek	Применение сварной литой стали в электрических машинах	AEG.-M. 1927, S. 399	II L
185	Lasswitz	Весьма ответственные поковки в электромашиностроении (Hochbeanspruchte Schmiedestücke im Elektromaschinenbau)	Bergmann-M. 1929, S. 129 u. 196	
186	Bache-Wiig	Расположение демпферных обмоток	E. T. Z. 1915, S. 362	
187	Schmidt	Расположение стержней демпферной обмотки	E. T. Z. 1915, S. 187	
188	Mandl	Гармоники от зубцов в кривой напряжения	E. u. M. 1926, S. 334	
189	Liebscher	Защита электрических машин от внутреннего пожара (gegen Verbrennen)	S.-Z. 1926, S. 451	
190	Johnson u. Burnbaum	Защита гидрогенераторов от внутреннего пожара	J. A. I. E. E. 1926, V. 45, p. 1121	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
191	Hambleton u. Bewley	Одноякорные преобразователи	J. A. I. E. E. 1927, V. 16, p. 479	III A
192	Metzler	Напряжения на стороне переменного тока у одноякорных преобразователей	W. V. Siemens, 1923, Bd. 3, H. 1, S. 100	
193	Badham	Девятифазный одноякорный преобразователь	J. I. E. E. 1928, V. 66, p. 1163	
194	Dreyfus	Добавочные джоулевы потери от вытеснения тока	A. f. E. 1915, Bd. 4, S. 42	III A
195	Elsässer	Пульсация постоянного тока вращающихся преобразователей	E. T. Z. 1904, S. 163	III B
196	Bechmann	Расчет подразделенного воздушного промежутка дополнительных полюсов	E. T. Z. 1928, S. 1599	
197	Dreyfus	Дополнение к теории синхронных одноякорных преобразователей. Уравнительные процессы	A. f. E. 1928, Bd. 21, S. 35	
198	»	Современная конструкция вспомогательного (дополнительного) полюса	A. f. E. 1929, Bd. 21, S. 497	
199	»	Расчет и конструкция демпферного устройства	A. f. E. 1929, Bd. 23, S. 181	
200	Hambleton u. Robertson	Круговой огонь у одноякорных преобразователей	G. E. Rev., 1928, V. 31, p. 635	
201	Linke	Пуск одноякорных преобразователей	E. T. Z. 1915, S. 133	III C 1 и 2
202	Emmerich	Способы пуска одноякорных преобразователей	BBC.-M. 1925, S. 51	
203	Rappel	Пусковой момент одноякорных преобразователей при пуске со стороны постоянного тока	A. f. E. 1928, Bd. 20, S. 24	
204	Bichteler	Новый синхронный двигатель для пуска с большим моментом	S.-Z. 1922, H. 4, S. 133	
205	Rosenberg	Автоматический пуск в ход синхронных машин	E. T. Z. 1915, S. 456	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
206	—	Автоматическая преобразовательная установка	BBC.-M. 1922, S. 204.	
207	v. d. Stern	То же	E. T. Z. 1924, S. 361	
208	Krieg	Автоматический пуск преобразователей	S.-Z. 1928, S. 325	
209	Reiche	Новый трансформатор для плавного регулирования напряжения (zur stufenlosen Spannungsreglung)	E. T. Z. 1927, S. 651	
210	Widmer	Регулирование напряжения одноякорных преобразователей посредством дроссельных катушек	BBC.-M. 1921, S. 202	
211	Hillebrand	Поведение одноякорных преобразователей при коротких замыканиях в сети высокого напряжения	AEG.-M. 1926, S. 322	
212	Schwenkhagen u. Lenz	Влияние колебания напряжения и частоты на работу одноякорных преобразователей	E. T. Z. 1927, S. 129	
213	Pottinger	Мероприятия для приведения в действие установки одноякорных преобразователей	S.-Z. 1929, S. 346	
214	Häberli	Генераторный режим одноякорных преобразователей при коротких замыканиях	BBC.-M. 1924, S. 3	
215	Schenfer	Явления короткого замыкания у одноякорных преобразователей	E. T. Z. 1927, S. 384	III C 4 и 5
216	Hillebrand u. Meiners	Автоматическое повторное включение одноякорных преобразователей	AEG.-M. 1929, S. 20	
217	E. Kloss	О поведении преобразователей при сетевых авариях	S.-Z. 1929, S. 617	
218	Linke	Влияние формы кривой (напряжения) на работу одноякорных преобразователей	A. f. E. 1914, Bd. 2, S. 395	
219	Lennox	Появление высших гармоник в трансформаторных цепях	J. A. I. E. E. 1926, V. 45, p. 755	
220	Meller	Новый одноякорный преобразователь с переменным вторичным напряжением	E. u. M. 1926, S. 657	

№№	Автор	Название или содержание	Журнал или издательство	Глава
221	Meller	Новый способ включения для одноякорных преобразователей с дополнительными полюсами	E. u. M. 1929, S. 1045	III D и E
222	Credy	Двойной конвертер (Der Binary Converter)	E. u. M. 1926, S. 683	
223	Schenfer	Явления качания у одноякорных преобразователей	A. f. E., 1928, Bd. 21, S. 58	
224	Reichel	Электроснабжение постоянным током германской государственной железной дороги	E. T. Z. 1928, S. 903	III F
225	—	Одноякорный преобразователь на 1500 V со стороны постоянного тока	BBC.-M. 1922, S. 236	
226	Müller u. Emmerich	Одноякорный преобразователь большой мощности	BBC.-M. 1929, S. 295	
227	—	Установка с одноякорными преобразователями в Боргсдорфе (Borgsdorf)	E. T. Z. 1926, S. 1254	
228	Scharpegge	Одноякорный преобразователь	S. W.-M. 1929, S. 95	
229	Niethammer	Успехи в построении машин постоянного тока и одноякорных преобразователей	Z. d. V. 1928, S. 703	
230	Heinrich	Проблема скользящего контакта (щетки) (Das Bürstenproblem)	Oldenbourg, München, 1930	
231	Perrier	Загрязнения от щеток на контактных кольцах	R. G. E. 1929, Bd. 25, S. 1009	

ОГЛАВЛЕНИЕ.

III. Одноякорные преобразователи.

Стр.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
8	17 снизу	Временный	Временно́й
51	2 сверху	табл. 27 и	табл. 27 в
206	Уравн. (213 с)	b_g	b_q
237	8 снизу	на L	на Z
273	12 сверху	$2X'_0 I''_k =$	$2X''_0 I''k =$
412	8 снизу	фиг. 305.	точке b на фиг. 305.
421	Уравн. (498 а)	$Q \approx$	$Q_E \approx$
440	Уравн. (515 а и b)	Θ_{Ag}	Θ_{Aq}
547	4 снизу	ZH	Q_{ZH}
578	18 сверху	для тех	для тех случаев, когда значение
591	19 снизу	значения	значения γ
610	Фиг. 478	Не вышла надпись на вертикальном катете	$RI_S = 2(X_h + X_s) \cdot I_S$

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.

ЗАМЕЧЕННАЯ ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
162	9 снизу	$E' = F_r \frac{\Theta}{\Theta_r}$ и $X_h = gk_h \frac{H_r}{\Theta_r}$	$E' = E_r \frac{\Theta}{\Theta_r}$ и $X_h = gk_h \frac{E_r}{\Theta_r}$

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.

ЗАМЕЧЕННАЯ ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
202	11 сверху	$\sin\psi$	$\sin\psi = 0$

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.

ЗАМЕЧЕННАЯ ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
209	24 снизу	$r = \delta_0 0{,}03\,\tau$	$r = \delta_0 = 0{,}03\,\tau$

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.

ЗАМЕЧЕННАЯ ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
250	1 снизу	$(\dot{U}, \dot{E}_l)$,	$(\dot{U}, \dot{E}_l) = 0$,

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.

ЗАМЕЧЕННАЯ ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
303	Уравн. (309 b)	φ.	ψ.

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.

ЗАМЕЧЕННАЯ ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
513	9 сверху	или же $\approx$	или же при $\xi \approx$

Зак. 3657. Р. Рихтер, т. II.